

Berichte
aus dem
Institut für Meereskunde
an der
Christian-Albrechts-Universität, Kiel
Nr. 135

Verhalten der Freifallprofilsonde FPS
Response of the free-fall profiler FPS

von
Georg Saure

DOI 10.3289/IFM-BER-135

Kopien dieser Arbeit können bezogen werden von:

Institut für Meereskunde
Abt. Meeresphysik
2300 Kiel 1
Düsternbrooker Weg 20

ISSN 0341-8561

1984

Diese Arbeit wurde 1984 als Diplomarbeit bei der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität eingereicht.

Inhaltsverzeichnis

Seite

1.	Zusammenfassung	1
2.	Einführung	2
2.1	Voraussetzungen für Mikrostrukturmessungen	2
2.2	Grundprobleme der Messung mit Freifallsonden	2
2.3	Überblick über Meßverfahren zur Mikrostrukturmessung	5
3.	Gerätebeschreibung der Freifallprofilsonde 'FPS'	6
4.	Hydrodynamisches Modell	13
4.1	Physikalische Grundlagen des Strömungswiderstandes	13
4.2	Voraussetzungen über das Strömungsprofil	15
4.3	Herleitung des Strömungswiderstandes	16
4.4	Bewegungsgleichungen	24
4.5	Numerisches Lösungsverfahren	29
5.	Anpassung des Modells an die Freifallprofilsonde 'FPS'	31
6.	Simulation des Bewegungsverhaltens	34
6.1	Bewegungsverhalten bei ausgewählten Strömungsprofilen	34
6.2	Übertragungsfunktionen des Modells	41
6.3	Vergleich mit Punktmassenmodell	42
6.4	Abhängigkeit der Übertragungsfunktionen von den Gerätekonzstanten	44
7.	Überprüfung des Modells	48
7.1	Beschreibung eines Meßprofils	48
7.2	Vergleich von Modell und Meßdaten	52
7.3	Auswertung eines Meßprofils	58
8.	Diskussion und Vergleich mit anderen Modellen	61
9.	Literaturverzeichnis	65

Contents

Page

1.	Summary	1
2.	Introduction	2
2.1	Platforms for microstructure measurements	2
2.2	Basic problems of measuring with free-fall instruments	2
2.3	Review of methods for microstructure measurements	5
3.	Description of the free-fall profiler 'FPS'	6
4.	Hydrodynamic model	13
4.1	Drag force formulation	13
4.2	Current profiler assumption	15
4.3	Derivation of the drag force	16
4.4	Equations of motion	24
4.5	Numerical integration scheme	29
5.	Adaptation of the model to the free-fall profiler 'FPS'	31
6.	Simulation of the response	34
6.1	Response to selected current profiles	34
6.2	Transfer functions of the model	41
6.3	Comparison with point-mass model	42
6.4	Dependence of the transfer functions on the physical parameters of the profiler	44
7.	Verification of the model	48
7.1	Description of a measured profile	48
7.2	Comparison between model and measurements	52
7.3	Interpretation of a measured profile	58
8.	Discussion and comparison with other models	61
9.	References	65

1. Zusammenfassung

Die Freifallprofilsonde (FPS) mißt Profile der horizontalen Strömungsgeschwindigkeit, Temperatur und elektrischen Leitfähigkeit bis zu einer Tiefe von 500 m mit einer vertikalen Auflösung von ca. 0,15 m. Beim Absinken wird die Sonde durch die Strömung in eine Horizontal- und eine Pendelbewegung versetzt, die die Strömungsmessung verfälschen. In dieser Arbeit werden das Bewegungsverhalten in der Strömung untersucht, die Bewegungsgleichungen der Sonde hergeleitet und mit Hilfe dieses Modells eine Korrektur der Strömungsmeßdaten durchgeführt.

Zuerst werden Grundprobleme und Meßprinzip von Freifallsonden erklärt und Beispiele verschiedener Sondentypen gegeben. Nach der Gerätebeschreibung der 'FPS' wird das Modell von Hayes et al. (1984) angewendet. Für ausgewählte Strömungsprofile werden das Bewegungsverhalten simuliert, das Modell durch verschiedene Vergleiche mit Meßdaten überprüft und die Auswertung eines Meßprofils durchgeführt. Es folgt die Diskussion der Ergebnisse und ein Vergleich mit Modellen anderer Autoren.

1. Summary

The free-fall profiler 'FPS' measures profiles of horizontal current velocity, temperature and electrical conductivity down to a depth of 500 m. The vertical resolution is about 0.15 m. When falling vertically the profiler is also moving horizontally and in a pendulum mode. These motions lead to errors in the current measurement. The response of the profiler to varying ocean velocities is studied here.

The equations of motion are derived, and corrections for the velocity are obtained. After comments on basic principles and problems the model of Hayes et al. (1984) is applied to the FPS, and transfer functions are given. The response to shear flow is simulated for selected artificial current profiles. The model is compared to a simplified point-mass model. The dependence of the transfer function on the profiler parameters, resulting in fall-rate changes, is discussed. The correlation of observed horizontal current and acceleration data is compared to model predictions. The model is then applied to correct the selected observed profile, and spectral properties are examined. Finally some comments are given on differences to other models.

2. Einführung

2.1 Voraussetzungen für Mikrostrukturmessungen

Die Kenntnis der Mikrostruktur von Strömungsgeschwindigkeit, Temperatur und Salzgehalt ist für das Verständnis von Austauschvorgängen in der oberflächennahen Schicht des Ozeans von großer Bedeutung. Die Untersuchung dieser Strukturen und die Bestimmung von Stabilitätsparametern, wie Väisäläfrequenz und Richardsonzahl, erfordern Messungen mit möglichst hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung. In der Regel kann man aus Zeit- und Kostengründen nur eine dieser Bedingungen erfüllen. Bei der Auswahl eines hierfür geeigneten Meßverfahrens haben gängige Methoden deutliche Nachteile.

Verankerungen haben besonders bei Strömungsmessungen zu geringer vertikaler Auflösung.

Bei Messungen mit drahtgefierten Sonden wird die Schiffsbewegung auf die Sonde übertragen, was besonders die Messung vektorieller Größen, wie der Strömungsgeschwindigkeit, erschwert.

Um diese Nachteile auszuschließen, wurden in den letzten zwanzig Jahren verschiedene Verfahren entwickelt. Eine gute Meßplattform sind Freifallsonden, die unabhängig vom Einfluß der Schiffsbewegung Profilmessungen mit hoher vertikaler Auflösung ermöglichen und damit die aufgeführten Voraussetzungen erfüllen.

2.2 Grundprobleme der Messung mit Freifallsonden

Die Freifallsonde sinkt ohne Verbindung zum Schiff bis zu einer bestimmten Tiefe, wirft ein Ballastgewicht ab und kehrt zur Oberfläche zurück.

Durch die Strömung wird sie in eine Horizontalgeschwindigkeit versetzt. Dabei folgt die Sonde großskaligen Änderungen des Strömungsprofils, wird aber auf Grund ihrer Trägheit von kleinskaligen Änderungen nicht mehr mitgeführt. Außerdem wird die Sonde aus der Vertikallage ausgelenkt, was bei einer bestimmten Struktur des Strömungsprofils zu starken Pendelschwingungen führt. Dieses Bewegungsverhalten muß bei der Strömungsmessung berücksichtigt werden. Es bieten sich die zwei folgenden Meßverfahren an:

Messung der Strömungsgeschwindigkeit relativ zur Sonde

Die Sonde ist mit einem akustischen Strömungssensor ausgerüstet. Während des Absinkens werden horizontale Strömungsgeschwindigkeit und je nach Ausstattung Temperatur, elektrische Leitfähigkeit und Druck gemessen. Bei geringer Sinkgeschwindigkeit (ca. 0,5 m/s) und hoher Abtastrate (ca. 5Hz) beträgt die vertikale Auflösung 0,1 m.

Bei der Strömungsmessung muß folgendes berücksichtigt werden: Da der Strömungssensor die Strömungsgeschwindigkeit relativ zur Sonde mißt, entspricht der Meßwert der Differenz zwischen Horizontalgeschwindigkeit des Sensors und wahrer Strömungsgeschwindigkeit. Weiterhin geht bei Auslenkung der Sonde aus der Vertikallage ein Teil der Sinkgeschwindigkeit in die Messung ein.

Kennt man das Ansprechverhalten ('Response') der Sonde auf die Strömung und kann zu jedem Zeitpunkt Horizontalgeschwindigkeit und Auslenkung bestimmen, ist aus diesen Werten und den Strömungsdaten die Berechnung des wahren Strömungsprofils bis auf eine unbekannte Nullpunktverschiebung ('Offset') möglich.

Da die Sonde von großskaligen Änderungen mitgeführt wird, gehen diese kaum in den Meßwert ein. Deshalb stellt die Messung vereinfacht gesehen eine Hochpaßfilterung des Strömungsprofils dar.

Nach diesem Verfahren arbeiten die Sonden 'Yvette' (Evans et al. 1978), 'TOPS' (Hayes et al. 1982) und 'FPS' des Instituts für Meereskunde Kiel.

Messung der Horizontalgeschwindigkeit der Sonde relativ zum Meeresboden

Ein weiteres Meßverfahren wird von Rossby (1969) und Luyten und Swallow (1976) beschrieben.

Am Meeresboden sind in einem Viereck vier akustische Transponder verankert. Die Sonde, die einen Schallgeber trägt, wird über dem Viereck abgeworfen. Durch Laufzeitmessung von Schallsignalen zwischen Sonde und Transpondern wird die Position der Sonde und daraus ihre Horizontalgeschwindigkeit bestimmt. Mit Kenntnis des 'Response' der Sonde auf die Strömung kann aus ihrer Horizontalgeschwindigkeit das Strömungsprofil relativ zum Meeresboden berechnet werden. Da die Sonde von kleinskaligen Änderungen des Strömungsprofils nicht mehr mitgeführt wird, geht die Feinstruktur bei diesem Meßverfahren verloren. Daher entspricht die Messung einer Tiefpaßfilterung des Strömungsprofils.

Durch Kombination der beiden Verfahren ist die Messung des Strömungsprofils von langen vertikalen Wellenlängen bis zur Feinstruktur möglich.

Bei beiden Verfahren muß zur Auswertung der Meßdaten das

Bewegungsverhalten der Sonde berücksichtigt werden. Daher ist es erforderlich, ein mathematisches Modell herzuleiten, das die Eigenbewegung der Sonde in Abhängigkeit vom Strömungsprofil beschreibt.

2.3 Überblick über Meßverfahren zur Mikrostrukturmessung

Außer Freifallsonden wurden noch andere Verfahren zur Mikrostrukturmessung entwickelt (van Leer 1980, Lange 1980).

Drahtgeführte Sonden gleiten entlang eines Drahtseils, das vorher vom Schiff gefiert wird. Da keine feste Verbindung zwischen Drahtseil und Sonde besteht, wird die Messung hier wenig durch die Schiffsbewegung beeinflusst. In ähnlicher Weise arbeitet die 'Cyclesonde', die an einem Verankerungsseil auf und ab gleitet. Weiterhin kann man Sonden von festen Meßplattformen fieren, die nicht vom Seegang bewegt werden.

Allerdings muß auch bei diesen Meßverfahren die Eigenbewegung der Sonde bei der Datenauswertung berücksichtigt werden. Eine Ausnahme ist der 'electromagnetic velocity profiler' von Sanford (1975), der mit einem Elektrodenpaar die Spannung mißt, die durch die Bewegung des Seewassers im Erdmagnetfeld induziert wird. Daher ist die Messung von der Eigenbewegung der Sonde unabhängig.

3. Gerätebeschreibung der Freifallprofilsonde 'FPS'

Eine Übersicht der 'FPS' zeigt Abb.1 (S.7). Das bis 500 dbar druckfeste Gehäuse besteht aus einem 4 m langem Rohr mit 0,2 m Durchmesser aus seewasserbeständiger AlMg3-legierung. Es ist in drei Teile unterteilt, die durch Flansche verbunden sind. Die beiden oberen Teile sind mit Auftriebsmaterial aus druckfestem Hartschaum ummantelt. Am oberen Ende ist ein Gestell zur Ausbringung und Aufnahme der Sonde, Feilsender und Blitzleuchte montiert. Am unteren Ende befindet sich der Strömungssensor mit Schutzkorb, Temperatur-, Leitfähigkeit- und Drucksensoren und die Ballastgewichte mit Abwurfvorrichtungen. Im unteren Teil des Druckgehäuses sind Beschleunigungssensor, Magnetometer, Meßelektronik und Batterien untergebracht.

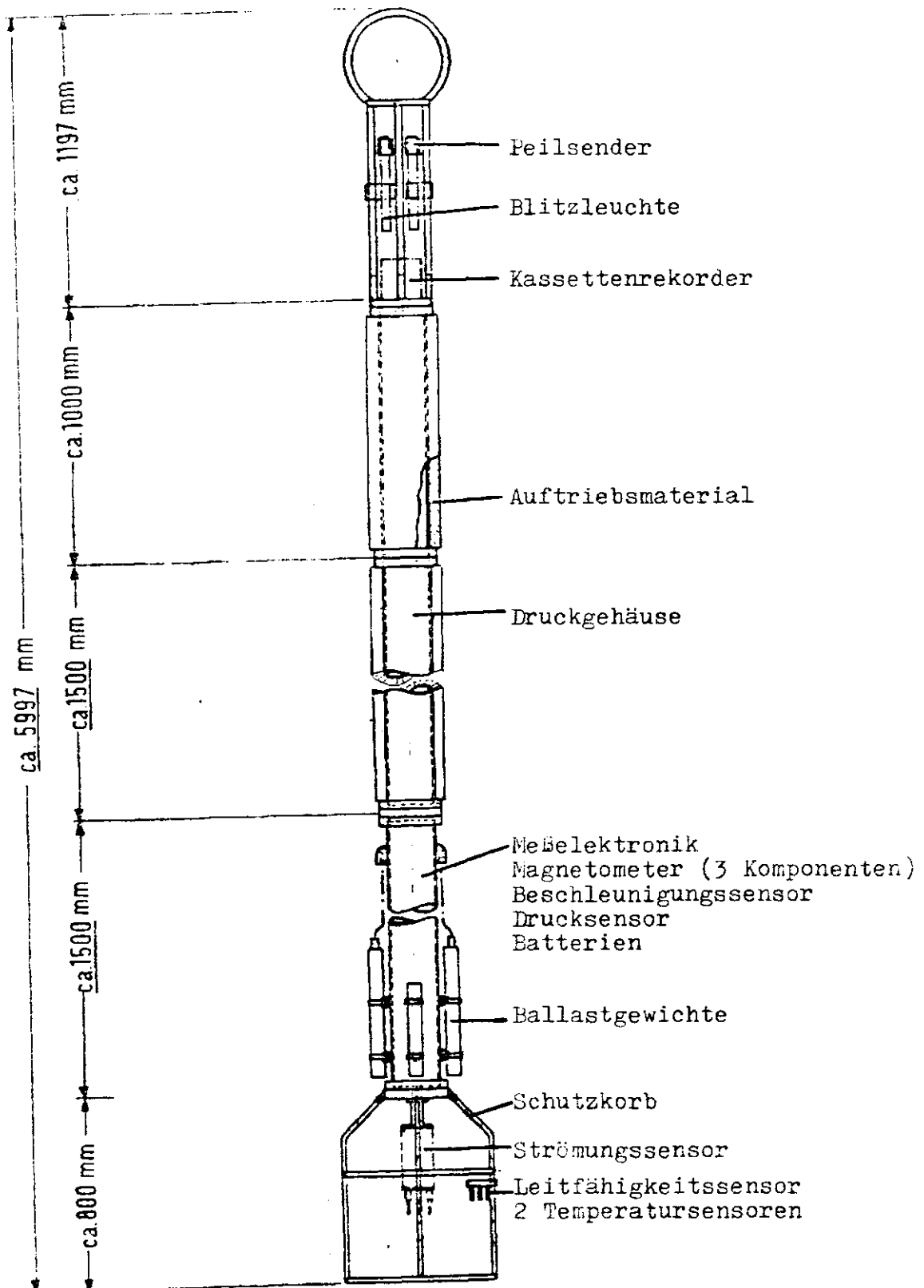
Durch die Anordnung schwerer Bauteile im unteren und des Auftriebsmaterials am oberen Teil der Sonde wird ein starkes aufrichtendes Drehmoment erzeugt, das Auslenkungen aus der Vertikallage klein hält.

In den folgenden Abschnitten werden die Sensoren einzeln beschrieben.

Strömungssensor

Auf Grund der hohen Anforderungen an Meßgenauigkeit und Auflösung eignen sich zur Strömungsmessung in dieser Anwendung sehr gut akustische Verfahren. Das Meßprinzip ist in Abb.2 (S.8) vereinfacht dargestellt (Mahrt 1980). Der Oszillatorkreis wird durch die Quarze R und S geschlossen, die unter Ausnutzung ihrer piezoelektrischen Eigenschaften abwechselnd als Sender und Empfänger von Schallsignalen arbeiten.

Abb. 1: Übersicht der Freifallprofilsonde 'FPS'



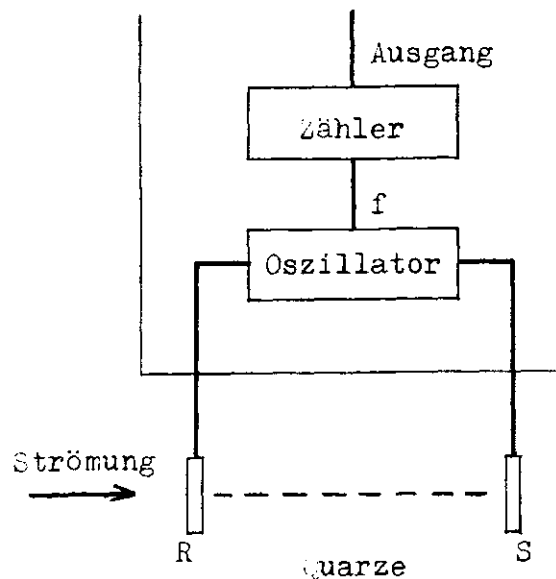


Abb. 2: Schematischer Aufbau des akustischen Strömungssensors

Die Resonanzfrequenz des Oszillators f hängt von der Phasenverschiebung in der Meßstrecke ab, die eine Funktion der Schallgeschwindigkeit und damit der Strömung relativ zur Meßstrecke ist. Um Änderungen der Schallgeschwindigkeit durch Temperatur-, Druck- und Salzgehaltsschwankungen zu kompensieren und die Nullpunktsstabilität zu erhöhen, wird die Meßstrecke abwechselnd in beiden Richtungen durchlaufen. Mit der rechtwinkligen Anordnung zweier Meßstrecken werden zwei Komponenten der Strömungsgeschwindigkeit relativ zum Sensor gemessen.

Meßbereich	0 - ± 140	cm/s
Auflösung	0,004	cm/s (16 bit)
Nullpunktsstabilität	1	mm/s
Dauer der Einzelmessung	0,1	s

Druck-, Leitfähigkeits- und Temperatursensoren

Zur Ermittlung der Dichte werden die Parameter P,L,T gemessen.

Der Druck wird mit einer Dehnungsmeßstreifenvollbrücke und die elektrische Leitfähigkeit mit einer Elektrodenzelle gemessen, die in Wechselspannungsbrücken einbezogen sind. Die Sensoren entsprechen Bauteilen der Multisonde (Betriebsanleitung der Multisonde 1977).

Zur Temperaturmessung dienen zwei Sensoren, die sich in ihren Eigenschaften ergänzen. Das Platinwiderstandsthermometer verfügt über hohe Stabilität und Genauigkeit, ist aber auf Grund seiner hohen Zeitkonstante (60 ms) nicht zur Auflösung der Mikrostruktur geeignet. Deshalb ist die Sonde zusätzlich mit einem Thermistor mit einer Zeitkonstanten von 15 ms ausgerüstet, der zur Messung kleinskaliger Temperaturänderungen dient. Die Meßdaten der beiden Sensoren werden bei der Datenverarbeitung kombiniert.

	Druck	el. Leitfähigkeit	Pt	Temperatur	
				NTC	
Meßbereich	0-600 dbar	5-55 mS/cm	-2 - +34 °C	0 - 20 °C	
Auflösung	0,01 dbar	0,8 μ S/cm	0,0005 °C	0,0003 °C	
Genauigkeit	0,6 dbar	10 μ S/cm	0,01 °C	0,1 °C	
Zeitkonstante	—	140 ms	60 ms	15 ms	
Dauer der Einzelmessung	2 ms	2 ms	2 ms	—	

Beschleunigungssensor

Um die Eigenbewegung relativ zu den Erdkoordinaten zu messen, ist die Sonde mit einem Beschleunigungssensor ausgerüstet. Dieser mißt zwei Komponenten der Beschleunigung senkrecht zur Sondenlängsachse. Dabei muß berücksichtigt werden, daß sich der Meßwert aus mehreren Größen zusammensetzt (Abb.3).

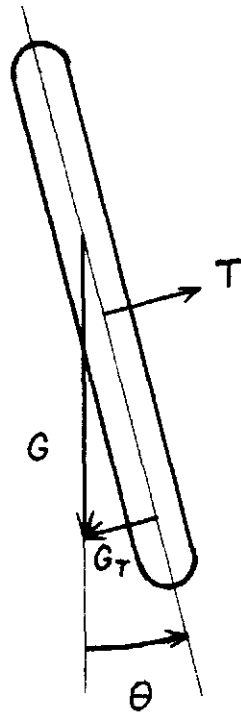


Abb. 3: Beschleunigungsmessung

- | | |
|----------|---------------------------------------|
| T | transversale Beschleunigung |
| θ | Auslenkung aus der Vertikallage |
| G | Schwerebeschleunigung |
| G_T | Transversalkomponente der Schwerkraft |

Bei Auslenkung θ aus der Vertikallage wird die Transversalkomponente G_T der Schwerebeschleunigung G gemessen.

Außerdem gehen Transversalbeschleunigung T und Winkelbeschleunigung $\frac{d^2\theta}{dt^2}$ der Sonde in die Messung ein. Eine Trennung der Meßgrößen ist in dieser Anordnung nicht möglich.

Meßbereich	0 - <u>±</u> 128	cm/s ²	
Auflösung	0,021	cm/s ²	(12 bit)
Genauigkeit	0,05	cm/s ²	
Zeitkonstante	20	ms	

Magnetometer

Das Magnetometer dient zur Ermittlung der Lage der Sonde relativ zum Erdmagnetfeld. Es besteht aus drei senkrecht zueinander stehenden Sättigungskernspulen, die die magnetische Feldstärke in gerätefesten Koordinaten messen.

Daraus können die Orientierung dieser Gerätekoordinaten zu magnetisch Nord bestimmt und die Meßdaten von Strömungs- und Beschleunigungssensor in geographische Koordinaten umgerechnet werden.

Meßbereich	0 - <u>±</u> 1	Gauss	
Auflösung	0,2	mGauss	(12 bit)
Genauigkeit	0,4	mGauss	
Zeitkonstante	10	ms	

Ballastabwurf

Die Sonde ist mit zwei elektrischen Abwurfvorrichtungen ausgerüstet, die bei Erreichen der Solltiefe durch ein Signal des Drucksensors auslösen und je ein Gewicht von 5 kg abwerfen. Die Auslösung erfolgt auch bei Wassereinbruch ins Druckgehäuse oder bei Versagen der Druckauslösung nach einer vorwählbaren Zeit. Zur Sicherheit trägt die Sonde zwei weitere Abwurfvorrichtungen, die unabhängig von der Meßelektronik sind und bei Überschreiten eines bestimmten Druckes mechanisch auslösen.

Datenaufzeichnung

Die Meßwerte aller Sensoren werden mit einem Abtastintervall von 0,375 digitalisiert und über einen Zwischenspeicher auf Magnetbandkassette aufgezeichnet. Der Kassettenrekorder ist am oberen Ende der Sonde in einem eigenen Druckbehälter untergebracht, so daß die Kassetten ohne Öffnen des Hauptdruckgehäuses gewechselt werden können.

4. Hydrodynamisches Modell

In der Literatur ist eine große Zahl verschiedener Profilsonden beschrieben, aber nur wenige Autoren haben versucht, ein mathematisches Modell des Bewegungsverhaltens herzuleiten. Das Modell von Hayes, Milburn und Ford (1982) berücksichtigt als einziges die Pendelbewegung, was gerade bei langen Sonden von Bedeutung ist. Daher wird es zur Anwendung auf die 'FPS' benutzt.

Es folgt zunächst die Herleitung dieses Modells, andere Arbeiten werden in der nachfolgenden Diskussion berücksichtigt. Das Modell bezieht sich auf die Sonde 'TOPS' (Hayes et al. 1982). Sie besteht aus einem zylindrischen Gehäuse von 3 m Länge und 0,4 m Durchmesser mit halbkugelförmigen Endkappen (Abb.4, S.14). Die Ausrüstung mit Sensoren entspricht der 'FPS'. Bis auf den Strömungssensor sind alle Bauteile innerhalb des Gehäuses untergebracht, so daß die Sonde eine einfache geometrische Form erhält. Der freie Raum des Gehäuses füllt sich mit Ballastwasser. Am oberen Ende sind zur Stabilisierung der Fallgeschwindigkeit Reibungsbürsten angebracht.

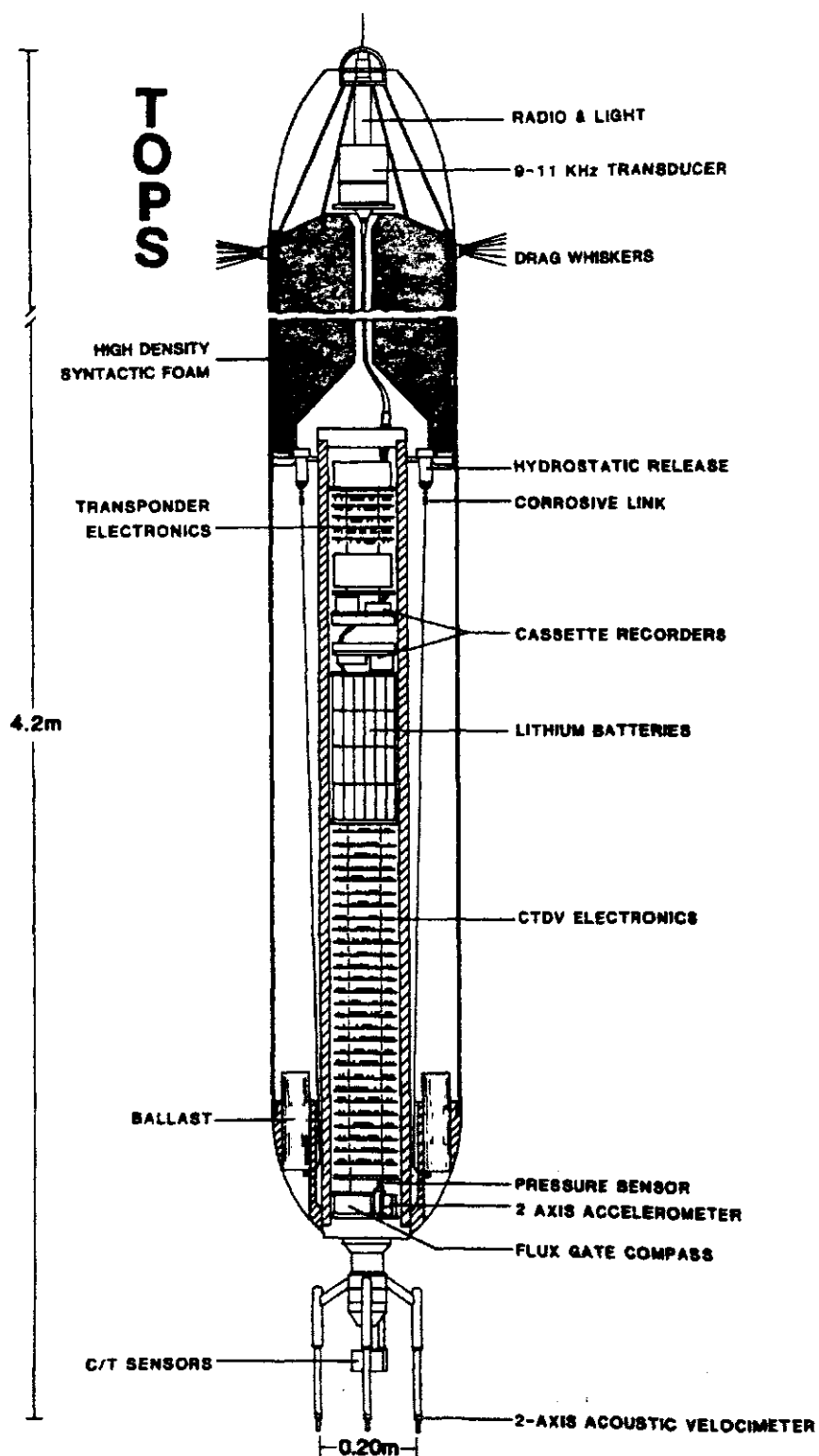
4.1 Physikalische Grundlagen des Strömungswiderstandes

Das Bewegungsverhalten der Sonde beim Absinken wird durch Schwerkraft, Auftrieb und Strömungswiderstand bestimmt.

Die Schwerkraft ist eine konstante Größe, der Auftrieb eine Funktion der Dichte. Beide können durch einfache Messungen ermittelt werden.

Der Strömungswiderstand hängt von der Form des Körpers und den Eigenschaften der Strömung ab. Seine Berechnung ist nur näherungsweise möglich. Dazu bieten sich zwei unterschied-

Abb. 4: Aufbau der Freifallprofilsonde 'TOPS'
(Hayes et al. 1982)



liche theoretische Ansätze an (Gerthsen 1977).

Potentialtheorie

Die Potentialtheorie setzt ein inkompressibles, nicht viskoses Medium voraus. Die Strömung wird als reibungs- und rotationsfrei angenommen. Der Strömungswiderstand eines umströmten Körpers ist daher gleich dem Gradienten des dynamischen Druckes.

Bei Körpern einfacher Form und laminarer Strömung läßt sich diese Theorie in guter Näherung zur Berechnung des Strömungswiderstandes anwenden.

Newtonscher Ansatz

Nach dem Ansatz von Newton wird der Strömungswiderstand durch die kinetische Energie des verdrängten Wassers ausgedrückt. Dadurch ist auch die Berechnung des Strömungswiderstandes kompliziert geformter Körper sowohl bei laminarer als auch turbulenter Strömung möglich. Allerdings muß dazu der Widerstandsbeiwert bekannt sein, der von der Form des Körpers und der Strömungsgeschwindigkeit abhängt. Er kann nur experimentell bestimmt werden.

4.2 Voraussetzungen über das Strömungsprofil

Um die Horizontalgeschwindigkeit und Auslenkung der Sonde zu berechnen, muß die Verteilung des Strömungswiderstandes entlang der Sonde berücksichtigt werden. Da die exakte Berechnung auf große Schwierigkeiten stößt, werden folgende vereinfachende Annahmen über die Form des Körpers und die Eigenschaften der Strömung gemacht, durch die eine brauchbare Näherungslösung möglich ist:

- Vertikale Strömungen sind klein im Vergleich mit der Fallgeschwindigkeit und werden vernachlässigt.
- Horizontale Änderungen der Strömungsgeschwindigkeit in Größenordnung des Sondendurchmessers werden vernachlässigt.
- Das Strömungsfeld wird durch horizontale Schichten unterschiedlicher Geschwindigkeit dargestellt. Während die Sonde eine Schicht passiert, bleibt die Strömungsgeschwindigkeit konstant, und das umgebende Wasser bewegt sich nicht mehr als einen Sondenradius relativ zur Längsachse der Sonde.
- Die Sonde hat die Form eines Zylinders mit halbkugelförmigen Endkappen. Der Widerstand des Strömungssensors wird vernachlässigt.

Strömungen und Kräfte werden im folgenden in Komponenten transversal (senkrecht) und axial (parallel) zur Längsachse des Zylinders angegeben.

- Beim Absinken ist die transversale Strömung relativ zur Sonde (u) wesentlich kleiner als die axiale Strömung (w), so daß der Zylinder mit geringer Auslenkung zur Längsachse angeströmt wird (Abb.5, S.17).

4.3 Herleitung des Strömungswiderstandes

Unter den genannten Bedingungen ist nach Berechnungen und Windkanalversuchen (Allen, Perkins 1952) die Strömung vorn und entlang des Zylinders laminar. Daher kann die Potentialtheorie angewendet werden (Carson, Simpson 1978). Der Strömungswiderstand ist eine Funktion des dynamischen Druckes. Zum Ende des Zylinders bilden sich Wirbel in der Strömung, so daß hier der turbulente Strömungswiderstand berücksichtigt werden muß.

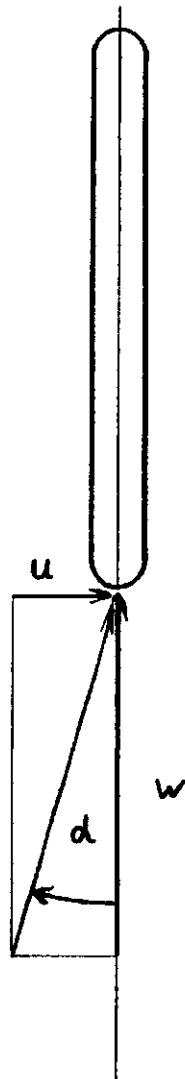


Abb. 5: Anströmung der absinkenden Sonde

- u transversale Strömung relativ zur Sonde
- w axiale Strömung relativ zur Sonde
- d Winkel zwischen Längsachse und Anströmrichtung

Die Transversalkraft wird entsprechend in die Kräfte F_N am Anfang, f_c entlang und F_T am Ende des Zylinders unterteilt (Abb.6, S.18), die in den folgenden Abschnitten hergeleitet werden.

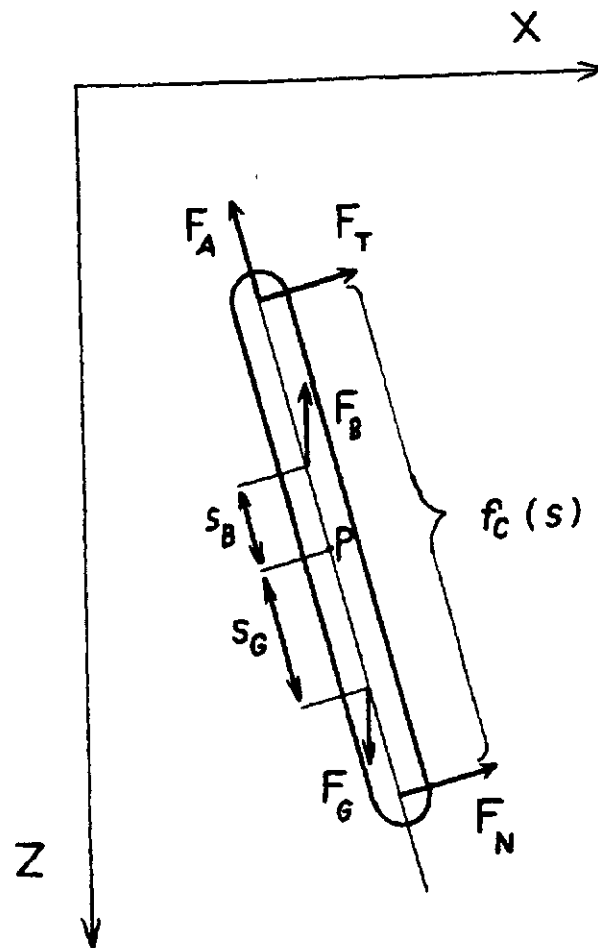


Abb. 6: Kräfte auf die absinkende Sonde

Die Angriffspunkte werden relativ zu P gemessen, dem Mittelpunkt zwischen den geschätzten Angriffspunkten von F_N und F_T .

$F_N, f_c(s), F_T$	transversale Strömungswiderstände
F_A	axialer Strömungswiderstand
F_B	Auftriebskraft mit Auftriebsschwerpunkt s_B
F_G	Gewicht mit Massenschwerpunkt s_D

F_N

Nach Allen und Perkins (1952) ergibt sich aus der Druckverteilung an der vorderen Endkappe die Kraft pro Längeneinheit

$$f = q_0 \frac{dA}{dx} \sin 2d \quad (1)$$

mit $q_0 = \frac{1}{2} \rho (u^2 + w^2)$ dynamischer Druck
 ρ Dichte
 d Winkel zwischen Strömung und Zylinderlängsachse
 $A(x)$ Querschnitt der Endkappe
 x Strecke entlang der Längsachse

Da $\sin 2d = 2 \sin d \cos d$

$$= 2 \frac{u}{u^2 + w^2} w$$

folgt $f = \rho u w \frac{dA}{dx}$

Durch Integration über x erhält man die Kraft auf die vordere Endkappe

$$F_N = \pi a^2 \rho u w \quad (2)$$

mit dem Radius a des Zylinders.

F_N ist unabhängig von der genauen Form der Endkappe und ergibt sich allein aus der Querschnittsverringering am Ende des Zylinders. Gleichung (2) gibt die Gesamtkraft, aber nicht die Kraftverteilung auf der Endkappe an. Nach Untersuchungen von Hess (1962) und Hess und Smith (1967) kann man den Angriffspunkt nahe am Übergang vom Zylinder zur Endkappe annehmen.

f_c

Die Herleitung der Kraft f_c ist ebenfalls mit der Potentialtheorie möglich. Nach einem Ansatz von Carson und Simpson (1978) werden folgende Voraussetzungen gemacht: Ein absinkender Zylinder passiert eine unendlich scharfe Geschwindigkeitssprungschicht. Die Bewegung des Zylinders relativ zum Wassers wird durch die Winkelgeschwindigkeit Ω und die transversale Geschwindigkeit ($-u$) eines Punktes p beschrieben, der im Schnittpunkt von Zylinderlängsachse und Sprungschicht liegt. Die axiale Geschwindigkeit des Zylinders beträgt ($-w$). Für die Geschwindigkeit eines beliebigen Punktes q auf der Längsachse relativ zum Wasser folgt

$$v = -u + s\Omega$$

mit s Strecke pq

Die Kraft pro Längeneinheit auf den Zylinder in q ist

$$f_c = -\pi a^2 \rho \frac{dv}{dt}$$

wenn man berücksichtigt, daß $w = ds/dt$ ist, folgt nach Hayes et al. (1982)

$$f_c = -\pi a^2 \rho \left(-\frac{du}{dt} + w\Omega + s \frac{d\Omega}{dt} \right) \quad (3)$$

Der Term $\pi a^2 \rho$ ist die Masse pro Längeneinheit und $(du/dt - w\Omega - s \cdot d\Omega/dt)$ die Beschleunigung eines virtuellen Zylinders, der die Sonde umgibt. Dabei wird angenommen, daß f_c gleichmäßig über den zylindrischen Teil der Sonde verteilt ist.

F_T

Zur Herleitung der Kraft F_T am Ende des Zylinders wird folgende Überlegung gemacht. Nach der Potentialtheorie ist bei reibungs- und rotationsfreier Strömung F_T gleich und entgegen gesetzt der Kraft F_N .

Da diese Voraussetzungen nicht erfüllt sind und die Strömung am Ende des Zylinders turbulent wird, reicht die Potentialtheorie zur Berechnung von F_T nicht aus. Es wird aber angenommen, daß F_T die gleiche Größenordnung wie F_N hat. Dann gilt entsprechend Gleichung (2)

$$F_T = \lambda \pi a^2 \rho u w \quad (5)$$

λ ist ein unbekannter Koeffizient und beträgt für den Zylinder $-1 < \lambda < 0$. Da die Reibungsbürsten am Ende der Sonde den Widerstand beeinflussen, wird $-1 < \lambda < 1$ angenommen. Der genaue Wert wird empirisch bestimmt.

Der axiale Strömungswiderstand F_A wird nach dem Newtonschen Ansatz berechnet.

$$F_A = \frac{1}{2} \pi a^2 \rho C_D w^2 \quad (6)$$

Der Widerstandsbeiwert C_D wird empirisch bestimmt.

Um diese Strömungswiderstände durch das horizontale Strömungsprofil auszudrücken, werden folgende Voraussetzungen gemacht.

P ist ein Punkt auf der Längsachse im gleichen Abstand l zwischen den geschätzten Angriffspunkten der Kräfte F_N und F_T . U und w sind die transversale und axiale Geschwindigkeit von P in einem Inertialsystem relativ zum Meeresboden.

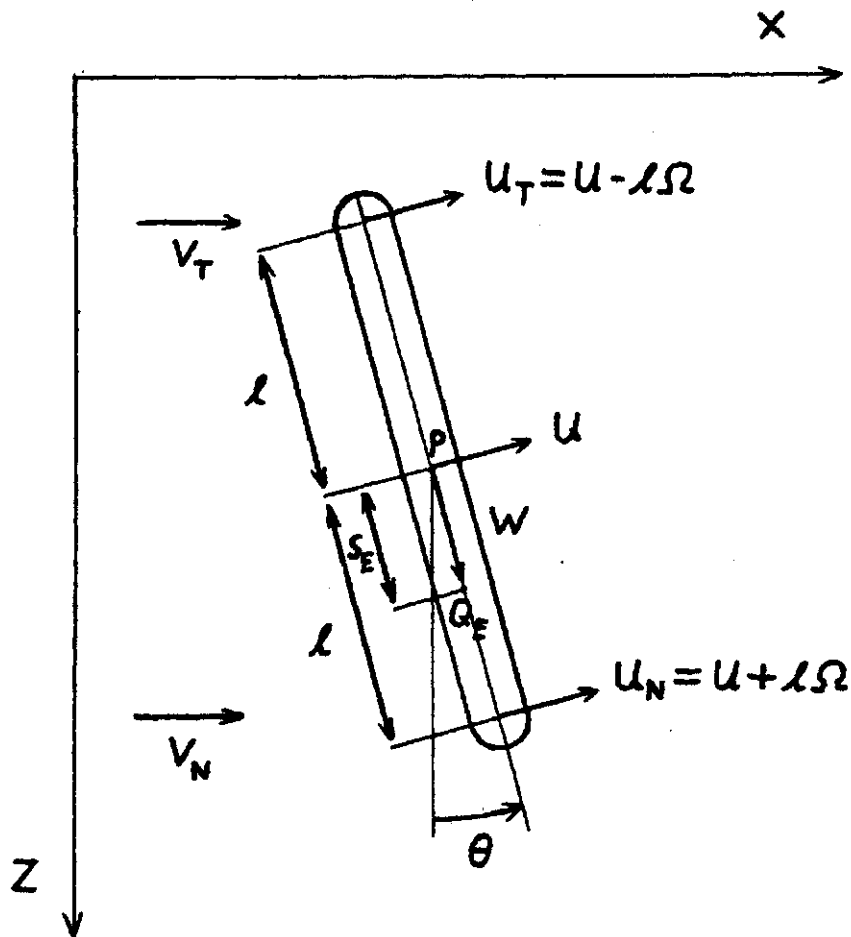


Abb. 7: Geschwindigkeiten in einem Inertialsystem relativ zum Meeresboden

P Punkt auf der Längsachse im gleichen Abstand l von den geschätzten Angriffspunkten von F_N und F_T

θ Auslenkung aus der Vertikallage

U, W transversale, axiale Geschwindigkeit von P

U_N, U_T transversale Geschwindigkeit der Sonde an den Angriffspunkten von F_N und F_T

G_E Schwerpunkt der effektiven Masse im Abstand s_E von P

V_N, V_T horizontale Strömungsgeschwindigkeit an den Angriffspunkten von F_N und F_T

θ ist die Auslenkung der Sonde aus der Vertikallage und $\Omega = d\theta/dt$ die Winkelgeschwindigkeit um P. Die transversalen Geschwindigkeiten bei F_N und F_T sind demnach $U_N = U + l\Omega$ und $U_T = U - l\Omega$. V_N und V_T sind die entsprechenden Werte des horizontalen Strömungsprofils $V(z)$. (Abb.7, S.22)

Die Kraft f_c hängt von der Beschleunigung der Sonde relativ zum Wasser ab. Nimmt man an, daß die Strömung unbeschleunigt bleibt, kann f_c ebenfalls durch U ausgedrückt werden:

$$\frac{dU}{dt} = - \frac{du}{dt}$$

Damit lauten die Kräfte einschließlich Schwerkraft F_G und Auftrieb F_B :

$$\begin{aligned} F_A &= \frac{1}{2} \pi a^2 \rho C_D w^2 \\ F_B &= g \rho V_D \\ F_G &= g M_D \\ F_T &= \pi a^2 \rho \lambda w (V_T \cos\theta - U_T) \\ f_c(s) &= -\pi a^2 \rho \left(\frac{dU}{dt} - w + s \frac{d\Omega}{dt} \right) \\ F_N &= \pi a^2 \rho w (V_N \cos\theta - U_N) \end{aligned} \tag{7}$$

mit V_D Volumen des verdrängten Wassers
 M_D Masse der Sonde
 g Schwerebeschleunigung

Die Angriffspunkte der Kräfte werden relativ zu P gemessen (Abb.6, S.18). Da die Auslenkung θ klein ist, werden F_T und F_N mit $\cos\theta = 1$ linearisiert.

Vor der Diskussion der Bewegungsgleichungen muß man noch folgendes über die Masse der Sonde bedenken:

Die Sonde 'TOPS' nimmt Ballastwasser der Masse M_F auf. Daher beträgt die Gesamtmasse $M_T = M_D + M_F$ mit Schwerpunkt Q_T . Außerdem reißt die Sonde bei Bewegungen relativ zum Wasser eine Wassermasse der Größenordnung des verdrängten Volumens mit sich. Diese induzierte Masse beträgt $M_C = C \, 2l \, \pi \, a^2 \, \rho$ mit einer Konstanten $C \approx 1$. Damit ist die effektive Masse $M_E = M_D + M_F + M_C$ mit Schwerpunkt Q_E .

4.4 Bewegungsgleichungen

Die Bewegungsgleichungen werden in einem Inertialsystem relativ zum Meeresboden als Funktion der Variablen U_E (transversale Geschwindigkeit von Q_E), W (axiale Geschwindigkeit) und θ (Auslenkung) geschrieben (Abb.7, S.22). Für kleine Auslenkungen können U_E der Horizontalgeschwindigkeit und W der Fallgeschwindigkeit der Sonde gleichgesetzt werden. Da die Rotation um die Längsachse gering ist, werden gyroscopische Effekte vernachlässigt und die Betrachtungen auf eine x, z -Ebene beschränkt.

$$M_E \frac{dU_E}{dt} = (F_B - F_G) \sin\theta + F_N + F_T + (M_C - M_T) W \Omega \quad (8)$$

$$M_T \frac{dW}{dt} = (F_G - F_B) \cos\theta - F_A \quad (9)$$

$$I_E \frac{d\Omega}{dt} = F_B (s_B - s_E) \sin\theta - F_G (s_D - s_E) \sin\theta + F_N (1 - s_E) - F_T (1 - s_E) + 2 s_E M_C W \Omega \quad (10)$$

Die von F_B , F_G , F_N , F_T abhängigen Kräfte und Drehmomente sind aus Gleichung (7), Abb.6 (S.18) und Abb.7 (S.22) ersichtlich. Die von W abhängigen Terme beinhalten die Wir-

kung der induzierten Masse M_c . Zu ihrer Erklärung folgt die genaue Herleitung der Gleichung (8), die die transversale Beschleunigung des Schwerpunktes Q_E angibt.

In der x, z -Ebene eines Inertialsystems relativ zum Meeresboden sind v_x und v_z die horizontale und vertikale Geschwindigkeit von Q_T , des Schwerpunktes der Gesamtmasse. F_x und F_z sind die entsprechenden Komponenten der Kräfte aus Gleichung (7). Die horizontale Bewegungsgleichung lautet allgemein:

$$M_T \frac{dv_x}{dt} = F_x$$

Die Lösung dieser Gleichung ist möglich, aber für die weitere Berechnung zu umständlich. Die Gleichung wird deshalb in ein körperfestes Koordinatensystem transformiert mit transversaler und axialer Geschwindigkeit U und W . Für den Punkt Q_T gilt dann:

$$U_T = v_x \cos\theta - v_z \sin\theta$$

$$W = v_x \sin\theta - v_z \cos\theta$$

Durch Differenzieren folgt

$$\frac{dU_T}{dt} = \frac{dv_x}{dt} \cos\theta - \frac{dv_z}{dt} \sin\theta - (v_x \sin\theta + v_z \cos\theta) \frac{d\theta}{dt}$$

Wird $\cos\theta = 1$ gesetzt und $v_x \sin\theta$ vernachlässigt, folgt

$$M_T \frac{dU_T}{dt} = M_T \frac{dv_x}{dt} - M_T \frac{dv_z}{dt} \sin\theta - M_T W \Omega$$

$$= F_x - F_z \sin\theta - M_T W \Omega$$

Einsetzen der Kräfte (7) liefert

$$M_T \frac{dU_T}{dt} = F_N + F_T + (F_B - F_G) \sin\theta + \int_{-1}^1 f_c(s) ds - M_T W \Omega \quad (11)$$

Vorausgesetzt, daß f_c gleichmäßig über den zylindrischen Teil der Sonde verteilt ist, gilt nach Hayes et al. (1982)

$$\int_{-1}^1 f_c(s) ds = - M_c \left(\frac{dU}{dt} - w\Omega \right)$$

Da U die Geschwindigkeit von P ist, folgt

$$U_T = U + s_T \Omega$$

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dU_T}{dt} - s_T \frac{d\Omega}{dt}$$

Nach Einsetzen in Gleichung (11) folgt

$$M_T \frac{dU_T}{dt} = F_N + F_T + (F_B - F_G) \sin\theta - M_c \left(\frac{dU_T}{dt} - w\Omega - s_T \frac{d\Omega}{dt} \right) - M_T w\Omega$$

oder

$$(M_T + M_c) \frac{dU_T}{dt} - M_c s_T \frac{d\Omega}{dt} = F_N + F_T + (F_B - F_G) \sin\theta + M_c w\Omega - M_T w\Omega \quad (12)$$

Mit Hilfe der Umformungen

$$M_E = M_T + M_c$$

$$U_E = U_T - \frac{M_c}{M_E} s_T \Omega$$

lautet die linke Seite von Gleichung (12)

$$M_E \frac{dU_E}{dt} = (M_T + M_c) \frac{dU_T}{dt} - M_c s_T \frac{d\Omega}{dt}$$

Nach Einsetzen in (12) folgt Gleichung (8)

$$M_E \frac{dU_E}{dt} = (F_B - F_G) \sin\theta + F_N + F_T + (M_c - M_T) w\Omega$$

Ähnliche Umformungen führen zur Gleichung der Winkelbeschleunigung (10). Bei Gleichung (9), die die axiale Beschleunigung angibt, wird die induzierte Masse vernachlässigt.

Für kleine Auslenkungen θ können die Gleichungen mit $\sin\theta = \theta$

und $\cos\theta = 1$ linearisiert werden. Die axiale Gleichung kann unabhängig von den beiden anderen gelöst werden.

$$W = W_0 + C_0 e^{-\frac{\pi a^2 e C_D W_0 t}{M_T}}$$

mit C_0 Konstante
 W_0 Endgeschwindigkeit

Die Lösung zeigt, daß sich die Sonde mit der Zeitkonstanten $\tau_w = M_T / \pi a^2 e C_D W_0$ der Endgeschwindigkeit W_0 nähert, die zunächst als konstant angenommen wird. Da der Widerstandsbeiwert C_D unbekannt ist, wird W_0 für die folgenden Berechnungen aus den Druck- und Zeitdaten ermittelt.

Wenn die Endgeschwindigkeit erreicht ist, lauten die linearisierten Gleichungen:

$$M_E \frac{dU_E}{dt} = (F_B - F_G) \theta + F_N + F_T + (M_C - M_T) W_0 \Omega \quad (13)$$

$$I_E \frac{d\Omega}{dt} = (F_B (s_B - s_E) - F_G (s_D - s_E)) \theta + (F_N - F_T) (1 - s_E) + 2 s_E M_C W_0 \Omega \quad (14)$$

Diese Gleichungen sind lineare Funktionen von $V(z)$, des horizontalen Strömungsprofils und können zur Funktion von U_s , der vom Strömungssensor gemessenen Geschwindigkeit, umgeformt werden. Durch Umrechnung mit der Fallgeschwindigkeit W_0 wird $V(z)$ als Funktion der Zeit geschrieben. $V_0(t)$ ist die Geschwindigkeit am Sensor. Die Geschwindigkeiten V_N und V_T betragen dann:

$$V_N = V_0 (t - t_N)$$

$$V_T = V_0 (t - t_T)$$

mit $t_N = (s_V - 1) / w_0$

$$t_T = (s_V + 1) / w_0$$

s_V Abstand zwischen P und Strömungssensor

Nach Einsetzen dieser Umformungen in die Terme F_N und F_T bilden die Gleichungen (13) und (14) ein System linearer Differentialgleichungen für die Horizontalgeschwindigkeit U_E und Auslenkung θ . Bis auf den Koeffizienten λ sind alle Größen bekannt, so daß das System nur noch von der Strömungsgeschwindigkeit am Sensor $V_0(t)$ abhängt, die mit der gemessenen Geschwindigkeit U_E und gemessenen Beschleunigung A_S in folgender Beziehung steht.

$$U_S(t) = V_0(t) - U_E(t) - (s_V - s_E)\Omega \quad (15)$$

$$A_S(t) = g\theta + \frac{dU_E}{dt} + w_0\Omega + (s_A - s_E) \frac{d\Omega}{dt} \quad (16)$$

Mit diesem Modell ist es möglich, allein aus der gemessenen Strömungsgeschwindigkeit zu jedem Zeitpunkt Horizontalgeschwindigkeit und Auslenkung der Sonde und bis auf eine additive Konstante die horizontale Strömung V_0 zu berechnen. Die Verfasser Hayes et al. haben durch mehrere Tests, auf die noch eingegangen wird, die Brauchbarkeit des Modells nachgewiesen. Schwierigkeiten treten bei sehr starken Stromscherungen von $0,01 \text{ s}^{-1}$ auf, wie sie im Bereich des äquatorialen Unterstroms vorkommen. In diesem Fall sind die oben beschriebenen Voraussetzungen über die Eigenschaften des Strömungsprofils nicht erfüllt.

4.5 Numerisches Lösungsverfahren

Zur Auswertung der Meßdaten entwickelten Hayes et al. ein numerisches Lösungsverfahren. Die Meßdaten liegen in einer Zeitreihe $U_s(t)$ mit konstanter Abtastrate Δt vor. Es wird angenommen, daß die Anfangswerte $U_E(t_0), \Omega(t_0), \theta(t_0), V_O(t_0)$ bekannt sind. Durch lineare Interpolation werden $V_N(t_0 - t_N)$ und $V_T(t_0 - t_T)$ bestimmt. Einsetzen der Anfangswerte in die Bewegungsgleichungen, die zur leichteren Bearbeitung mit dem Rechner durch Aufspalten der Gleichung (14) in ein lineares Gleichungssystem 1. Ordnung umgewandelt werden,

$$\frac{dU_E}{dt} = A(U_E, \theta, \Omega, V_N, V_T)$$

$$\frac{d\Omega}{dt} = B(U_E, \theta, \Omega, V_N, V_T)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \Omega$$

ergibt $\frac{dU_E}{dt}(t_0)$ und $\frac{d\Omega}{dt}(t_0)$.

Durch Integration des Gleichungssystems mit einem Runge-Kutta-Verfahren 4. Ordnung (Nyström 1925, Kamke 1977) werden

$U_E(t_0 + \Delta t)$, $(t_0 + \Delta t)$ und $\theta(t_0 + \Delta t)$ berechnet. Durch Einsetzen dieser Werte in Gleichung (15)

$$V_O = C(U_s, U_E, \Omega)$$

erhält man $V_O(t_0 + \Delta t)$.

Das Verfahren wird mit den $(t_0 + \Delta t)$ -Werten wiederholt, so daß man die gesamte Zeitreihe $V_O(t)$ erhält. Da die Anfangswerte unbekannt sind und im allgemeinen gleich null gesetzt werden, kann $V_O(t)$ nur bis auf eine additive Konstante bestimmt werden.

Die Schrittweite des Runge-Kutta-Verfahrens ist durch die Abtastrate ($\Delta t = 0,375 \text{ s}$) festgelegt. Um die Genauigkeit des Verfahrens zu untersuchen, wurden mehrere Tests mit verkleinerten Schrittweiten durchgeführt (Zurmühl 1965), wobei sich die Lösungen nur geringfügig änderten.

In einem weiteren Versuch wurde das Runge-Kutta-Verfahren auf einfache Gleichungssysteme angewendet. Analytische und numerische Lösungen waren fast identisch, was auf eine hohe Genauigkeit dieser Rechenmethode hindeutet.

5. Anpassung des Modells an die Freifallprofilsonde 'FPS'

Bei Anwendung des Modells auf die 'FPS' muß folgendes berücksichtigt werden: Das Hayes-Modell geht von einer zylindrischen Sonde mit Halbkugelendkappen aus. Die 'FPS' weicht durch abstehende Bauteile, wie Schutzkorb, Strömungssensor und Ballastgewichte von dieser Form ab. Deshalb sind die Voraussetzungen des Modells nicht vollständig erfüllt. Es treten Turbulenzen und zusätzliche Strömungswiderstände auf, deren Größe schwer zu schätzen ist. Außerdem ist die Sonde durch die Anordnung einiger Bauteile, besonders der Ballastgewichte, nicht rotationssymmetrisch zur Längsachse. Betrachtet man eine Ebene senkrecht zur Längsachse, so hängt die angeströmte Fläche und damit der Strömungswiderstand vom Anströmwinkel der Transversalkomponente ab (Abb.8).

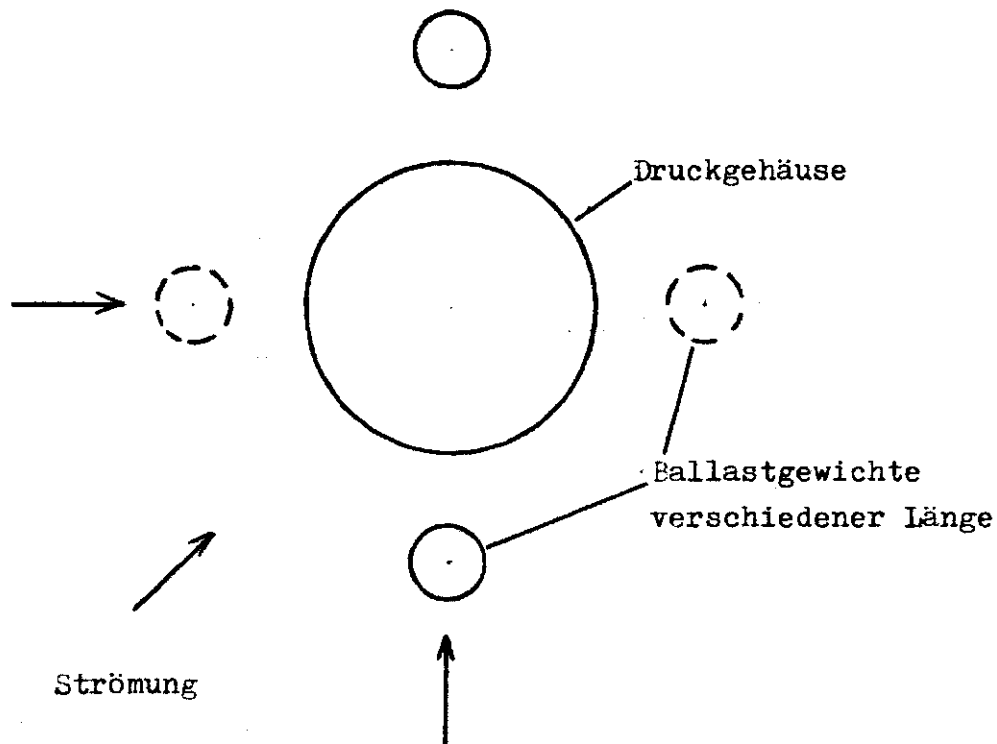


Abb. 8: Querschnitt der 'FPS' senkrecht zur Längsachse
in Höhe der Ballastgewichte

Demnach führt die komplizierte Form zu großen Unsicherheiten in der Berechnung der Strömungswiderstände und der induzierten Masse. Das Gleiche gilt folglich für alle Konstanten, die für die Strömungswiderstände von Bedeutung sind (λ , l , M_c), und davon abhängigen Größen (M_E , s_E , I_E). Da ihre genaue Bestimmung durch theoretische Überlegungen nicht möglich ist, wird ein empirisches Verfahren angewendet, das kurz erklärt werden soll.

In den Meßdaten von Strömungs- und Beschleunigungssensor lassen sich einige Eigenschaften der Sonde erkennen, wie zum Beispiel die Resonanzfrequenz der Pendelbewegung. Durch Variieren der unbekannten Konstanten in physikalisch sinnvollen Grenzen wird versucht, das Modell mit den Eigenschaften der Meßdaten in Übereinstimmung zu bringen. Mit diesem Vorgehen ist die Abschätzung der Konstanten und die Anpassung des Modells an die 'FPS' möglich.

Zur Einbeziehung der Kraft F_N , die in Höhe der Ballastgewichte angreift, in dieses Verfahren wird F_N mit einer Konstanten χ multipliziert, die ebenfalls empirisch zu bestimmen ist. Alle übrigen Gerätekonstanten, die in den Gleichungen (13, 14, 15, 16) vorkommen, sind mit ausreichender Genauigkeit bekannt.

Gerätekosten der Freifallprofilsonde 'FPS'

M_D	241	kg	feste Masse der Sonde
M_C	290	kg	induzierte Masse
M_E	531	kg	effektive Masse
I_E	976	kgm ²	Trägheitsmoment der effektiven Masse
s_B	-0,22	m	Auftriebsschwerpunkt relativ zu P
s_D	0,4	m	Schwerpunkt von M_D relativ zu P
s_E	0,22	m	Schwerpunkt von M_E relativ zu P
s_A	1,9	m	Position des Beschleunigungssensors relativ zu P
s_V	2,71	m	Position des Strömungssensors relativ zu P
l	1,85	m	effektive halbe Länge der Sonde
λ	0,3		Koeffizient von F_T
κ	1,5		Koeffizient von F_N
a_T	0,15	m	Radius von Druckgehäuse und Auf- triebsmaterial
a_N	0,1	m	Radius des Druckgehäuses
$G(e\Gamma_D - M_D)$	10	N	Gewicht der Sonde im Wasser
w_0	0,315	m/s	Fallgeschwindigkeit

6. Simulation des Bewegungsverhaltens

6.1 Bewegungsverhalten bei ausgewählten Strömungsprofilen

Um einen Einblick in das Bewegungsverhalten der Sonde zu bekommen, wird ein Testströmungsprofil $V_o(t)$ vorgegeben, und die Größen U_E , θ , A_S , U_S werden mit Hilfe des Modells simuliert. Für die Rechnung wird das numerische Lösungsverfahren verwendet.

Abb.9 (S.35) zeigt das Verhalten beim Passieren einer unendlich scharfen Sprungschicht. Die Sonde fällt mit konstanter Geschwindigkeit $w_o = 0,315$ m/s durch eine Schicht mit $V_o = 0$. Zum Zeitpunkt $t = 0$ erreicht der Strömungssensor eine Schicht mit $V_o = 0,3$ m/s (gestrichelte Kurve). Zunächst wird die Sonde nicht durch die Strömung beeinflusst, und es ist $U_S = V_o$. Zum Zeitpunkt $t_N = 2,7$ s erreicht das Sondengehäuse die Sprungschicht und wird durch die Kraft F_N beschleunigt, bis die Sonde die Strömungsgeschwindigkeit erreicht. Gleichzeitig sinkt die gemessene Geschwindigkeit U_S auf null.

Abb. 9, S.35: Simulation des Bewegungsverhaltens der 'FPS'

beim Passieren einer Sprungschicht

V_o vorgegebenes Strömungsprofil (gestrichelt)

$V_o = 0$ für die Zeit $t < 0$

U_E Horizontalgeschwindigkeit der Sonde

θ Auslenkung aus der Vertikallage

Ω Winkelgeschwindigkeit $d\theta/dt$

A_S vom Sensor gemessene Beschleunigung

U_S vom Sensor gemessene Strömungsgeschwindigkeit

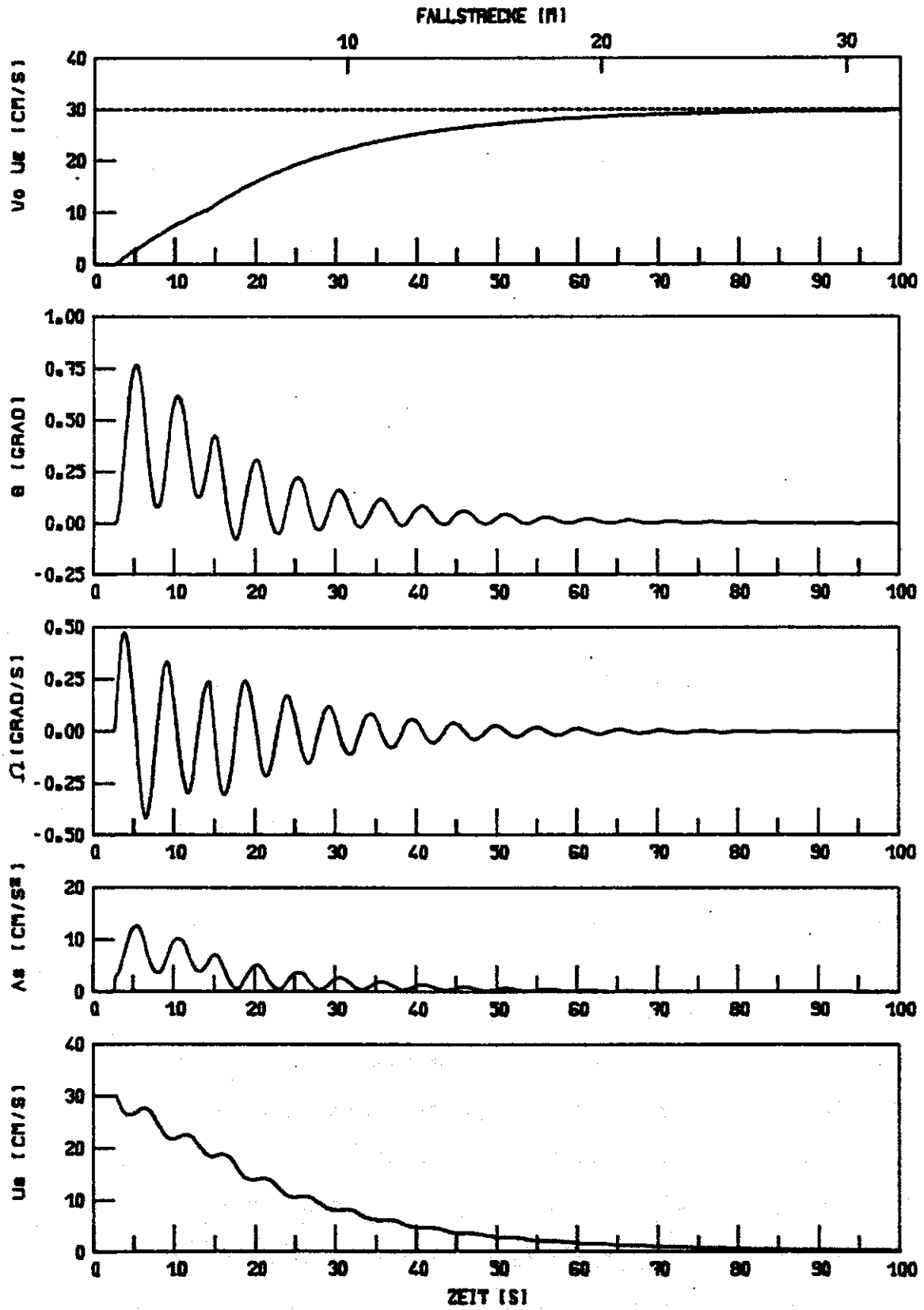


Abb. 9

Die Horizontalgeschwindigkeit U_E hat einen exponentiellen Verlauf mit einer Zeitkonstanten $\tau_0 = 18,5$ s. Außerdem wird die Sonde in eine gedämpfte Pendelschwingung mit einer Periode $T \approx 5$ s und einer Dämpfungskonstanten $\tau_1 \approx 16$ s versetzt. Diese Schwingung wirkt sich auf die Meßwerte aus, wobei die Beschleunigung hauptsächlich durch die Auslenkung θ und die gemessene Geschwindigkeit durch die Winkelgeschwindigkeit Ω beeinflusst wird. Zum Zeitpunkt $t_T = 14,5$ s, wenn das Ende des Sondenkörpers die Sprungschicht erreicht, zeigt sich eine Änderung im kontinuierlichen Verlauf der Kurven.

Die Abb. 10, 11, 12 (S. 38, 39, 40) zeigen das Bewegungsverhalten bei sinusförmigen Strömungsprofilen unterschiedlicher Periode T (100 s, 5 s, 1,6 s), die mit der Fallgeschwindigkeit in vertikale Wellenlängen umgerechnet werden (31,5 m, 1,6 m, 0,5 m). Die Strömungsgeschwindigkeit V_0 ist zunächst konstant null, zum Zeitpunkt $t = 0$ beginnt die sinusförmige Struktur.

Bei großer Periode ($T = 100$ s) folgt die Sonde der Strömung mit einer Phasennacheilung von ca. 60° und $2/3$ der Amplitude (Abb. 10). Die Auslenkung θ ist gering. Die Winkelgeschwindigkeit Ω ist annähernd null. Die Beschleunigung A_g wird hauptsächlich durch θ bestimmt. Die gemessene Geschwindigkeit U_g entspricht der Differenz zwischen V_0 und U_E und gibt mit einer Phasenvoreilung von ca. 35° das vorgegebene Strömungsprofil wieder. θ und Ω haben keinen erkennbaren Einfluß.

Abb. 11 zeigt das Bewegungsverhalten bei der Resonanzperiode der Pendelbewegung ($T \approx 5$ s). Die Sonde wird auf Grund ihrer

Trägheit kaum noch von der Strömung mitgeführt. U_E ist annähernd null. Die gemessene Geschwindigkeit U_S gibt das vorgegebene Strömungsprofil V_0 mit gleicher Phase, aber hervorgerufen durch die starke Pendelbewegung, mit fast doppelt so großer Amplitude wieder.

Bei der kurzen Periode ($T = 1,6$ s) wird die Sonde kaum noch von der Strömung beeinflusst (Abb.12). Sowohl U_E , θ und Ω als auch A_S weichen nur wenig von null ab. Die gemessene Geschwindigkeit U_S stimmt annähernd mit dem vorgegebenen Strömungsprofil überein.

Abb. 10,11,12 (S. 38,39,40): Simulation des Bewegungsverhaltens der 'FPS' bei sinusförmigen Strömungsprofilen verschiedener Periode

Periode		vertikale Wellenlänge	
100	s	31,5	m
5	s	1,6	m
1,6	s	0,5	m

V_0	vorgegebenes Strömungsprofil (gestrichelt)
	$V_0 = 0$ für die Zeit $t = 0$
U_E	Horizontalgeschwindigkeit der Sonde
θ	Auslenkung aus der Vertikallage
Ω	Winkelgeschwindigkeit $d\theta/dt$
A_S	vom Sensor gemessene Beschleunigung
U_S	vom Sensor gemessene Strömungsgeschwindigkeit

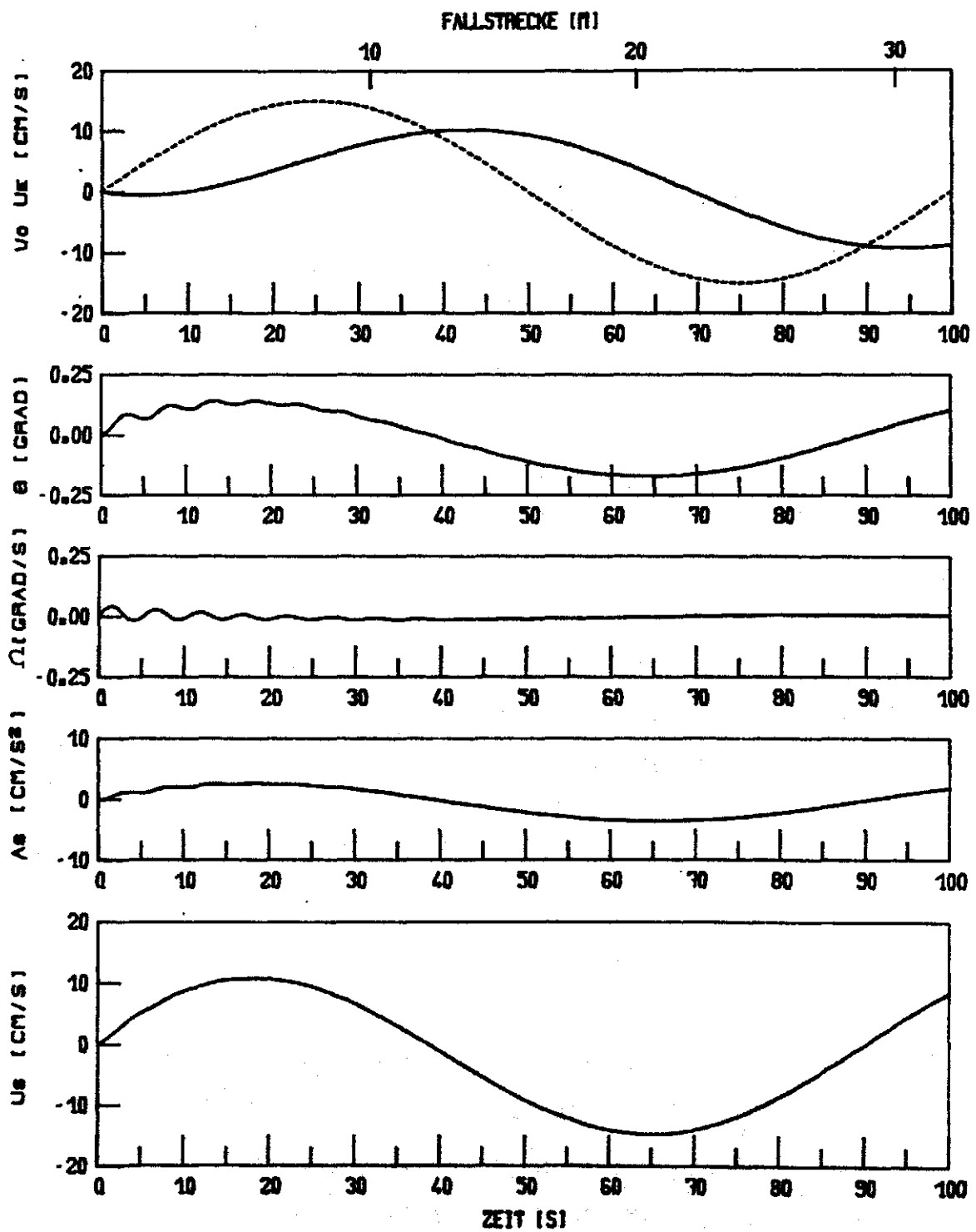


Abb. 10

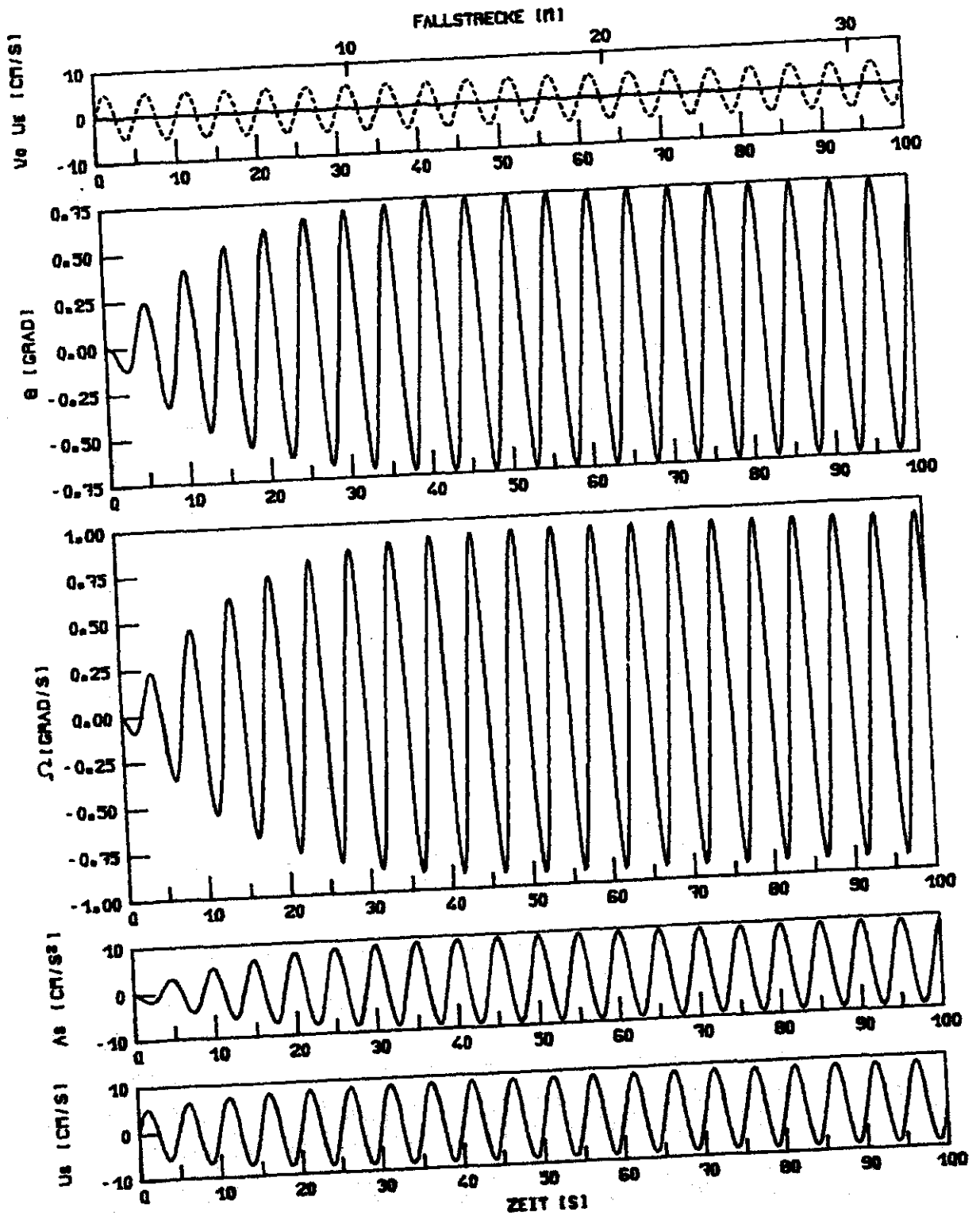


Abb. 11

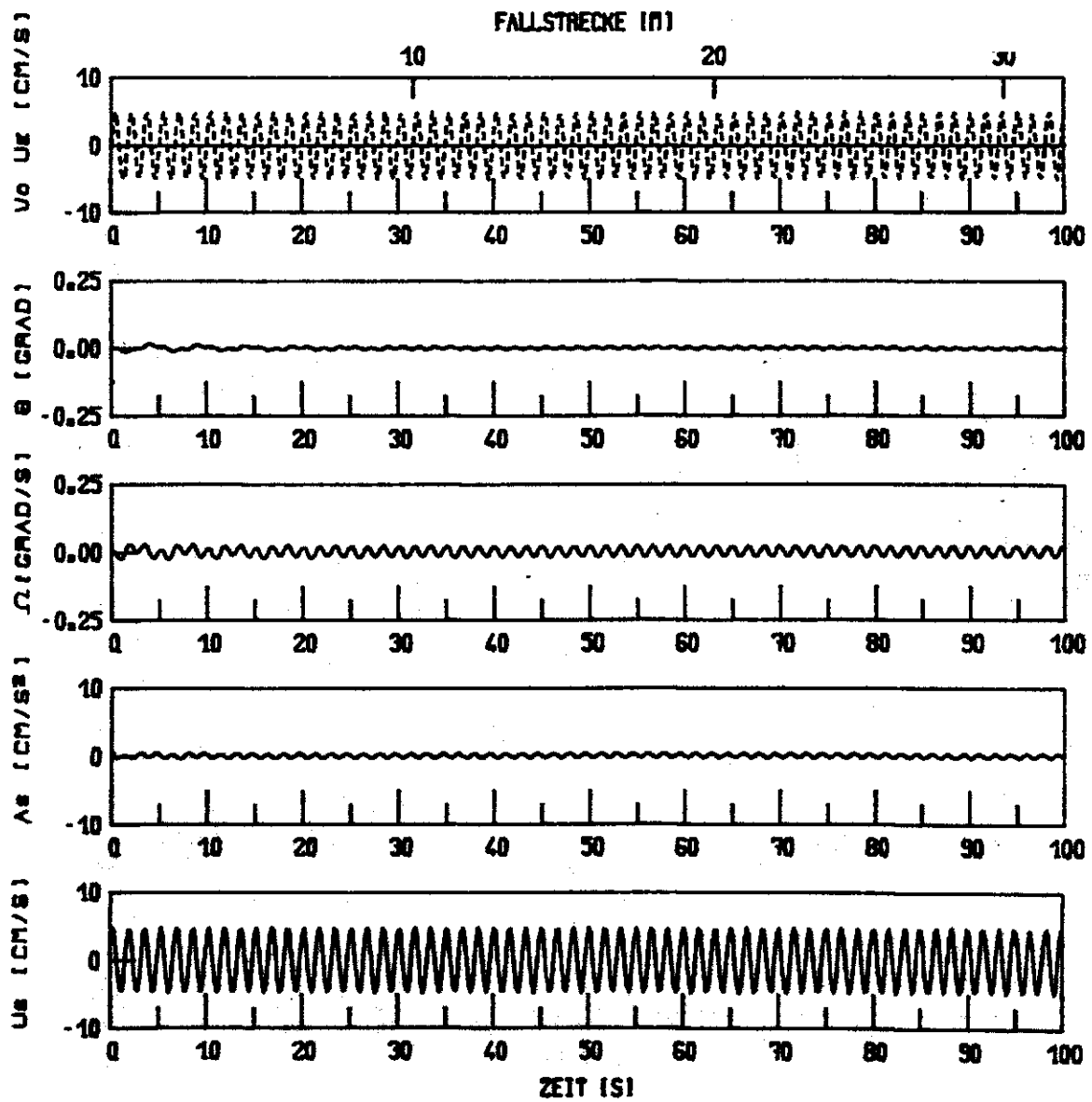


Abb. 12

6.2 Übertragungsfunktionen des Modells

Um allgemeinere Aussagen über die Abhängigkeit des Bewegungsverhaltens von der Frequenz des Strömungsprofils V_0 zu erhalten, werden die Bewegungsgleichungen im Frequenzraum untersucht. Mit dem Ansatz

$$v_0(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{v}_0(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

entstehen durch Fouriertransformation der Gleichungen (13, 14, 15, 16) die Übertragungsfunktionen, die Eigenbewegung und Meßwerte der Sonde in Abhängigkeit vom wahren Strömungsprofil darstellen:

$$\begin{aligned} \tilde{U}_E(\omega) &= A(\omega) \tilde{V}_0(\omega) \\ \tilde{\Theta}(\omega) &= B(\omega) \tilde{V}_0(\omega) \\ \tilde{U}_S(\omega) &= C(\omega) \tilde{V}_0(\omega) \\ \tilde{A}_S(\omega) &= D(\omega) \tilde{V}_0(\omega) \end{aligned} \tag{17}$$

Für Vergleiche zwischen Modell und Meßdaten ist die Übertragungsfunktion zwischen gemessener Beschleunigung und Geschwindigkeit nützlich:

$$\tilde{A}_S(\omega) = H(\omega) \tilde{U}_S(\omega) \tag{18}$$

mit
$$H(\omega) = \frac{D(\omega)}{C(\omega)}$$

Die Abb. 13 (S. 43) zeigt Betrag und Phase ϕ der Übertragungsfunktionen. Die Frequenz wird mit der Fallgeschwindigkeit in vertikale Wellenlängen umgerechnet. Bei kleinen Frequenzen folgt die Sonde annähernd der Strömung ($A(\omega) \approx 1, \phi_A = 0$).

Da der Strömungssensor nicht im Schwerpunkt liegt, und auf Grund der Trägheit der Sonde sind $C(\omega) \neq 0$ und $\phi_c \approx 90$.

Auslenkung und Beschleunigung sind gering.

Bei steigenden Frequenzen wird die Sonde nicht mehr durch die Strömung beschleunigt ($A(\omega) \approx 0$), und zwischen 0,02 Hz und 0,18 Hz ist die gemessene Geschwindigkeit annähernd gleich der Strömungsgeschwindigkeit ($C(\omega) \approx 1$, $\phi_c = 0$).

Im Bereich der Resonanzfrequenz (0,2 Hz) geht die Pendelbewegung stark in die Messung ein. Die gemessene Geschwindigkeit beträgt fast das Zweifache der Strömungsgeschwindigkeit. Oberhalb der Resonanzfrequenz läßt die Pendelbewegung nach ($B(\omega) \approx 0$, $D(\omega) \approx 0$), und gemessene Geschwindigkeit und Strömungsgeschwindigkeit stimmen wieder überein ($C(\omega) \approx 1$).

6.3 Vergleich mit Punktmassenmodell

Um die Wirkung der Pendelbewegung zu veranschaulichen, werden die Übertragungsfunktionen (17) mit denen eines Punktmassenmodells verglichen. Die Sonde wird als Punkt der Masse M_E angenommen, auf den die Kraft F_N wirkt; dadurch bleibt die Auslenkung unberücksichtigt.

Abb. 13 (S.43): Übertragungsfunktionen des Modells

Quadrat des Betrages (Betrag $H(\omega)$)	starke Linie
Phase	schwache Linie
$A(\omega) = \tilde{U}_E / \tilde{V}_0$	Horizontalgeschwindigkeit
$B(\omega) = \tilde{\Theta} / \tilde{V}_0$	Auslenkung
$C(\omega) = \tilde{U}_S / \tilde{V}_0$	gemessene Strömungsgeschwindigkeit
$D(\omega) = \tilde{A}_S / \tilde{V}_0$	gemessene Beschleunigung
$H(\omega) = \tilde{A}_S / \tilde{U}_S$	$D(\omega)/C(\omega)$

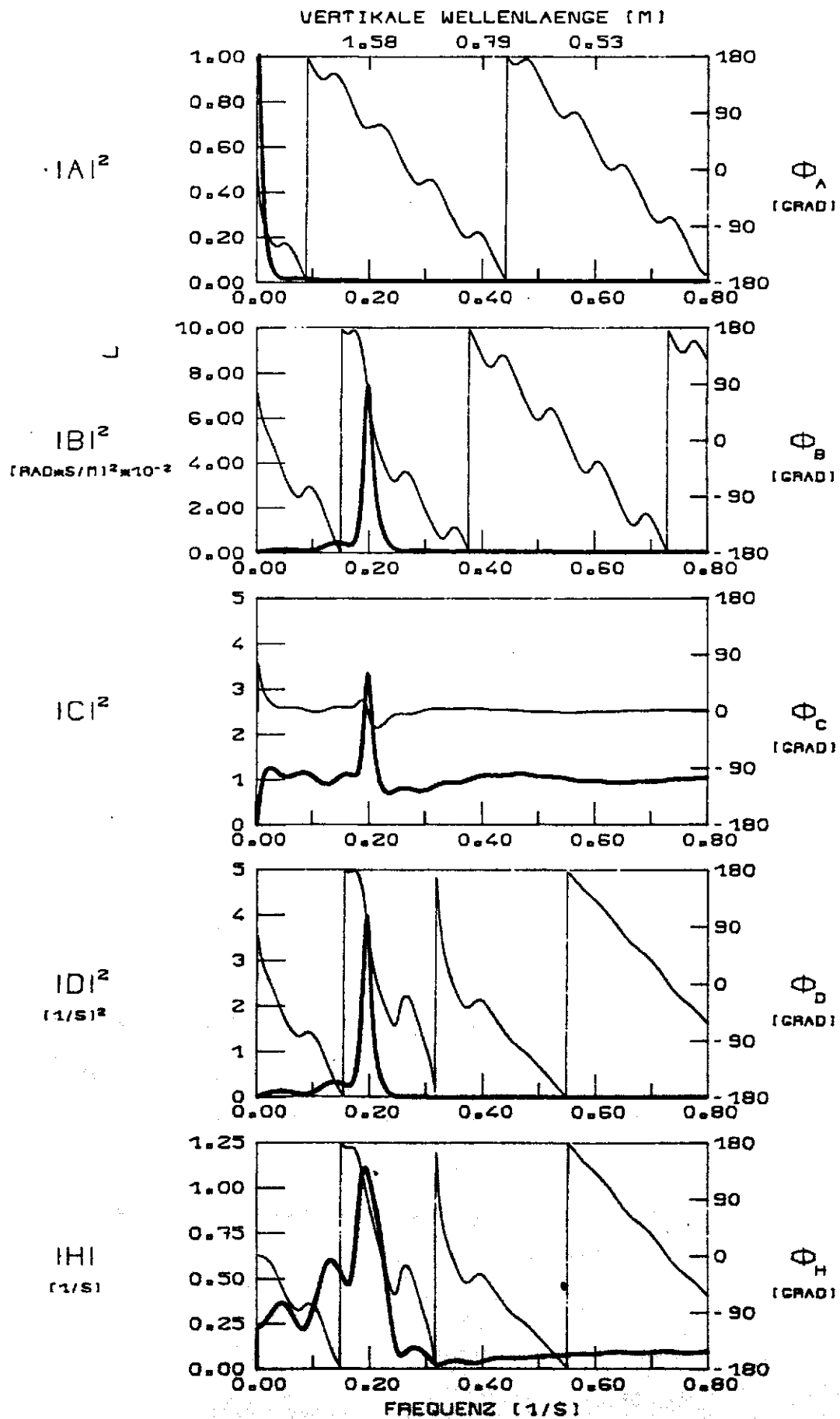


Abb. 13

Die Gleichung der Horizontalgeschwindigkeit U_E lautet:

$$M_E \frac{dU_E}{dt} = \pi a^2 \rho w_0 (V_0(t) - U_E) \quad (19)$$

Abb.14 (S.45) zeigt den Betrag der Übertragungsfunktionen $A(\omega)$, $C(\omega)$, $D(\omega)$ der beiden Modelle.

Die Funktionen $A(\omega)$ sind fast identisch. Unterhalb und oberhalb des Resonanzbereichs zeigt die Funktion $C(\omega)$ gute Übereinstimmung, und das Punktmassenmodell reicht zur Beschreibung des 'Sensorresponse' aus. Da der Resonanzbereich stark durch die Pendelbewegung beeinflusst wird, muß hier das vollständige Modell angewendet werden. Die Funktion $D(\omega)$ zeigt, daß die Beschleunigungsmessung vorwiegend durch die Auslenkung θ und wenig durch die Horizontalbeschleunigung dU_E/dt bestimmt wird.

6.4 Abhängigkeit der Übertragungsfunktionen von den Gerätekosten

Die Übertragungsfunktionen sind stark von den Gerätekosten abhängig. Durch Variation einzelner Konstanten und Beibehalten der anderen kann die Abhängigkeit von diesen untersucht werden. Abb.15 (S.47) zeigt als Beispiel Übertragungsfunktionen, die mit unterschiedlichen Fallgeschwindigkeiten w_0 berechnet wurden. Einige Eigenschaften der Änderung können gut mit Hilfe der Zeitkonstanten τ_0 und τ_1 , die den 'Response' der Sonde auf die Strömung beschreiben, und der Resonanzperiode T erklärt werden. Da die Kräfte F_N und F_T proportional w_0 sind, werden τ_0 und τ_1 bei steigender w_0 kleiner, die entsprechenden 'Responselängen' $l_0 = w_0 \tau_0$ und $l_1 = w_0 \tau_1$ bleiben konstant.

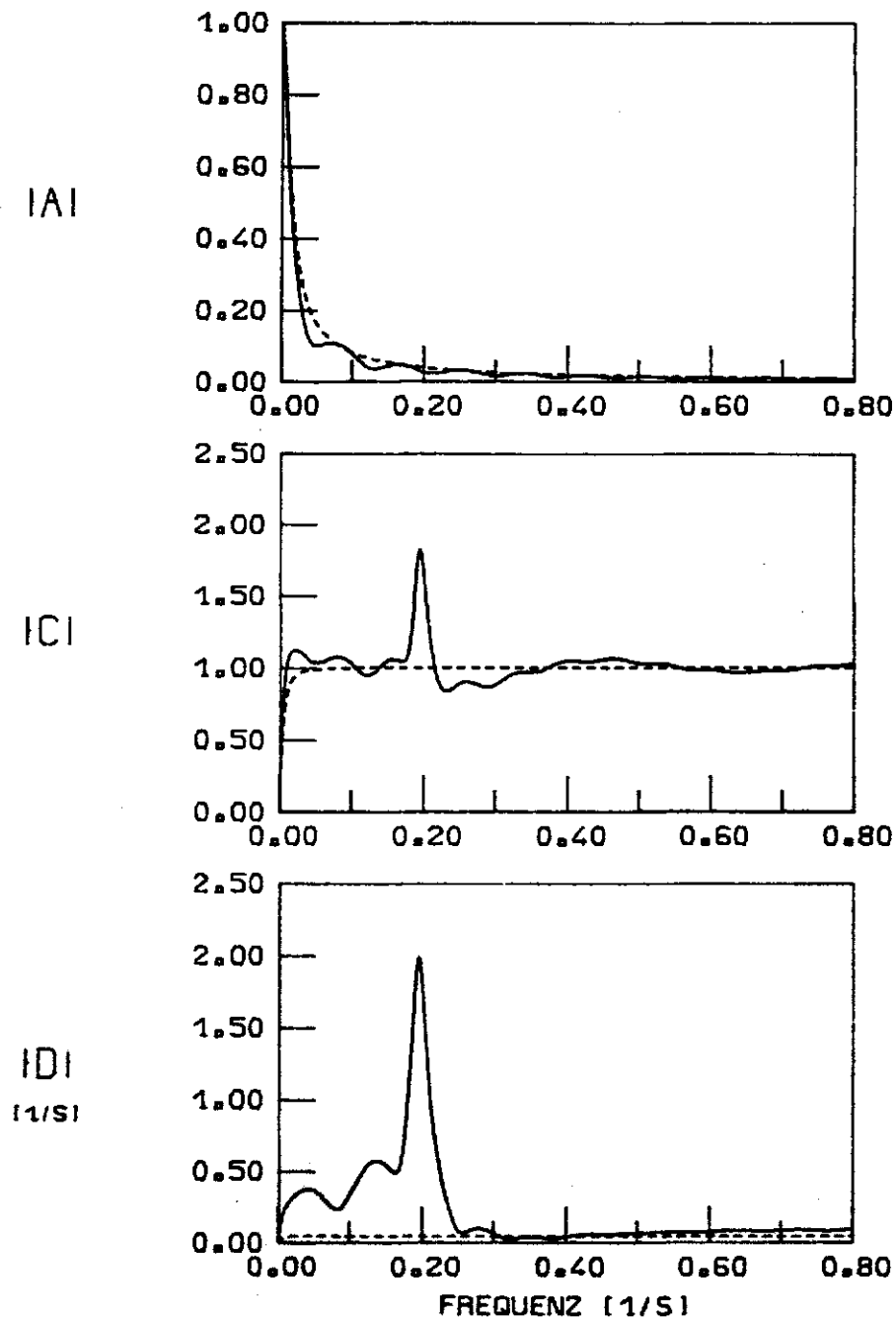


Abb. 14: Vergleich der Übertragungsfunktionen des Modells
(durchgezogene Linie) mit dem Punktmassenmodell
(gestrichelte Linie)

$$A(\omega) = \tilde{U}_x / \tilde{V}_0 \quad \text{Horizontalgeschwindigkeit}$$

$$C(\omega) = \tilde{U}_s / \tilde{V}_0 \quad \text{gemessene Strömungsgeschwindigkeit}$$

$$D(\omega) = \tilde{A}_s / \tilde{V}_0 \quad \text{gemessene Beschleunigung}$$

Dies verursacht die unterschiedlichen Steigungen der Funktionen $A(\omega)$ und $C(\omega)$ bei niedrigen Frequenzen.

Die Resonanzperiode ist weitgehend unabhängig von w_0 , aber Amplitude und Breite des Resonanzmaximums zeigen starke Schwankungen.

Entsprechend kann die Abhängigkeit der Übertragungsfunktionen von anderen Konstanten untersucht werden, wobei festgestellt wurde, daß der 'Response' im Resonanzbereich besonders stark von Änderungen abhängig ist.

Abb. 15 (S.47): Änderungen der Übertragungsfunktionen des Modells in Abhängigkeit von der Fallgeschwindigkeit w_0

$$w_0 = 46 \quad \text{cm/s} \quad \text{-----}$$

$$w_0 = 31,5 \quad \text{cm/s} \quad \text{——}$$

$$w_0 = 24 \quad \text{cm/s} \quad \text{----}$$

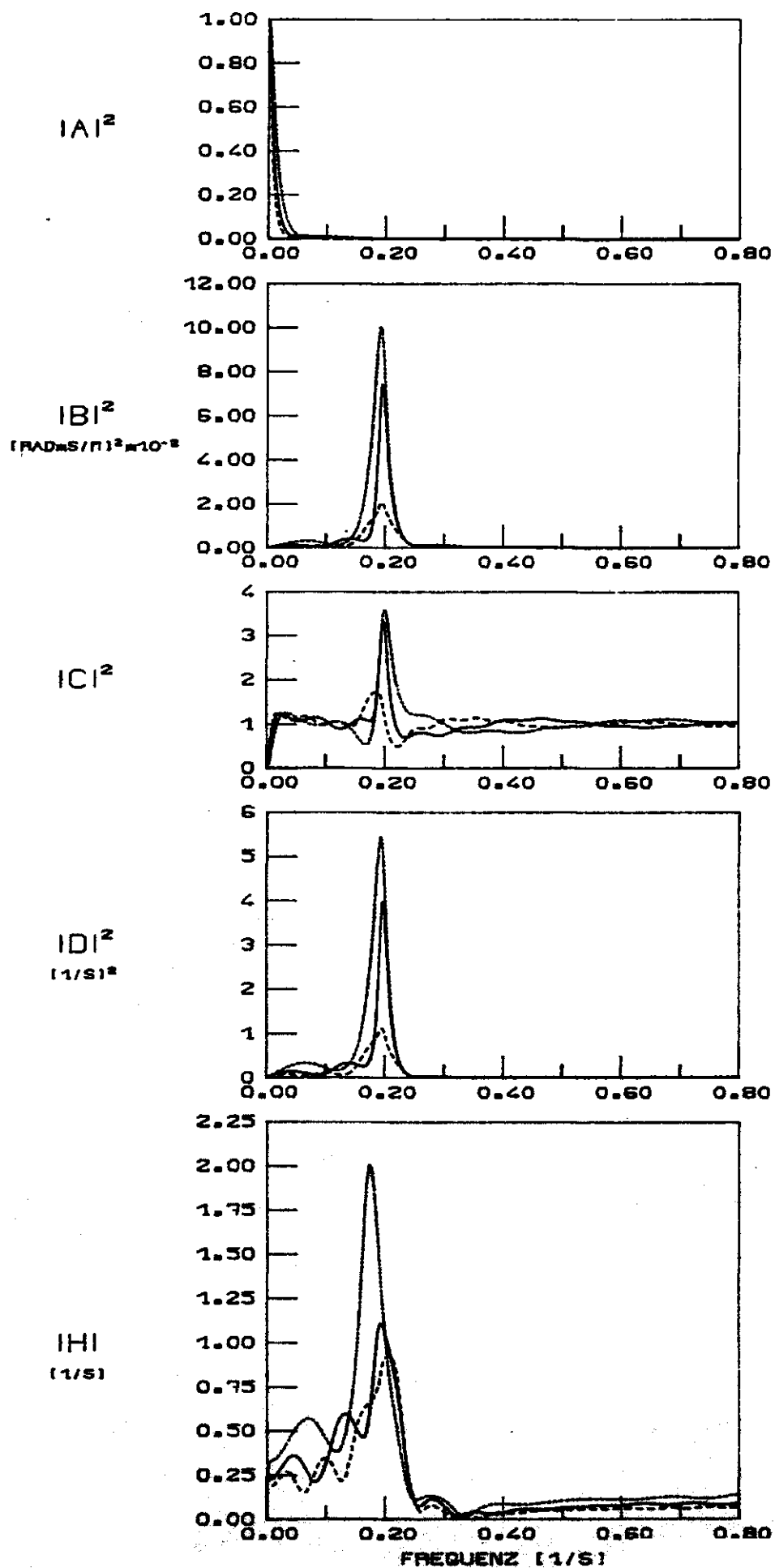
$$A(\omega) = \tilde{U}_E / \tilde{V}_0 \quad \text{Horizontalgeschwindigkeit}$$

$$B(\omega) = \tilde{\Theta} / \tilde{V}_0 \quad \text{Auslenkung}$$

$$C(\omega) = \tilde{U}_S / \tilde{V}_0 \quad \text{gemessene Strömungsgeschwindigkeit}$$

$$D(\omega) = \tilde{A}_S / \tilde{V}_0 \quad \text{gemessene Beschleunigung}$$

$$E(\omega) = \tilde{A}_S / \tilde{U}_S \quad D(\omega)/C(\omega)$$



7. Überprüfung des Modells

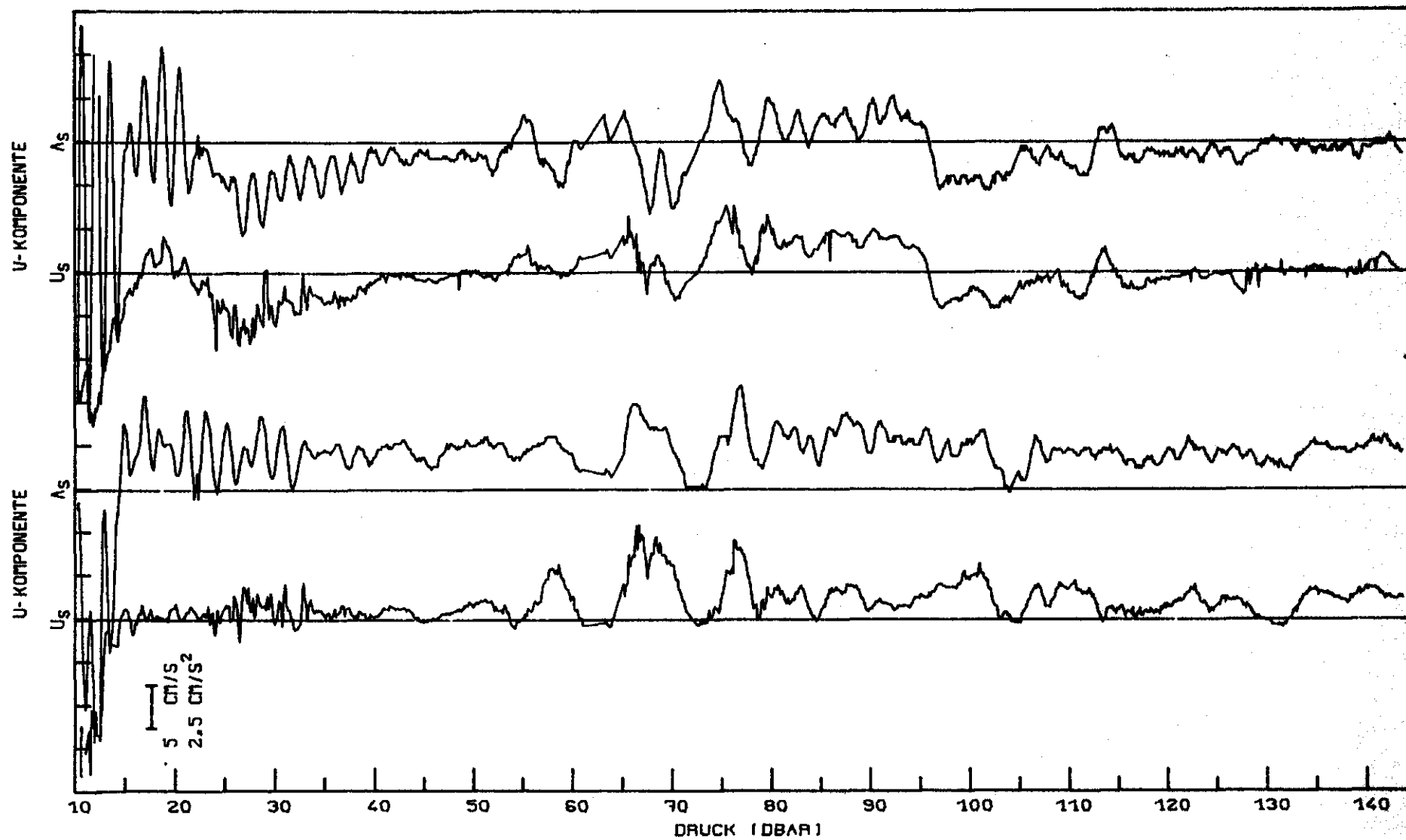
Strömungs- und Beschleunigungssensor liefern von einander unabhängige Messungen. Die Meßdaten, U_s und A_s , sind vom wahren Strömungsprofil V_0 abhängig und stehen deshalb in einem funktionalen Zusammenhang, der durch die Übertragungsfunktionen des Modells ausgedrückt wird.

In den folgenden Abschnitten wird durch verschiedene Untersuchungen dieser Zusammenhang in den Meßdaten sichtbar gemacht und mit den Aussagen der Übertragungsfunktionen verglichen. Auf diesem Wege ist die Überprüfung des Modells und die Abschätzung der unbekannten Konstanten möglich.

7.1 Beschreibung eines Meßprofils

Abb.16 (S.49) zeigt zwei Komponenten der Strömungs- und Beschleunigungsdaten in Gerätekoordinaten eines Profils aus dem Gotlandtief vom Juni 1979. Die Daten sind ab 10 m Wassertiefe gezeichnet, wo die Sonde ihre Endgeschwindigkeit erreicht hat. In Übereinstimmung mit der Übertragungsfunktion $H(\omega)$ (Abb.13, S.43) sind Strömung und Beschleunigung bei mittleren vertikalen Wellenlängen (Wellenlänge $L \approx 10$ m, Periode $T \approx 20$ s) in Phase. Im Resonanzbereich ($L \approx 2$ m, $T \approx 5$ s) beträgt die Phasenverschiebung bis zu 180° . Die Rotation um die Längsachse ist gering. Die Magnetometerdaten zeigen eine Drehung von ca. 150° während des gesamten Profils.

Abb. 16 (S.49): Strömungs- und Beschleunigungsdaten, U_s und A_s , eines Profils aus dem Gotlandtief vom Juni 1979. Die Nulllinien sind jeweils eingezeichnet und die Skalen von Strömung und Beschleunigung zum besseren Vergleich angepaßt.



Die Fallgeschwindigkeit W bei der Messung dieses Profils wird durch numerische Differentiation der Druckdaten berechnet (Stiefel 1965). Die Sonde hat bei ca. 10 m Tiefe ihre Endgeschwindigkeit erreicht, die aber im weiteren Verlauf starken Schwankungen unterworfen ist (Abb.17, S.51). Der Mittelwert beträgt 31,5 cm/s.

Da eine weitere Messung an dieser Station ein Fallgeschwindigkeitsprofil gleicher Struktur aufweist, ist es wahrscheinlich, daß die Schwankungen durch eine indifferente oder labile Dichteschichtung hervorgerufen werden. Deshalb ist zum Vergleich in Abb.17 das Dichteprofil gezeichnet. Ein Zusammenhang zwischen Fallgeschwindigkeit und Auslenkung der Sonde besteht nicht.

Da die Fallgeschwindigkeit starken Einfluß auf das Bewegungsverhalten hat, wie an Hand der Übertragungsfunktion gezeigt wurde (Abb.15, S.47), müssen die Schwankungen im Modell berücksichtigt werden. Deshalb wird w_0 nicht als konstant angenommen und das numerische Lösungsverfahren korrigiert, indem für jeden Zeitschritt die wahre Fallgeschwindigkeit aus den Druckdaten berechnet wird.

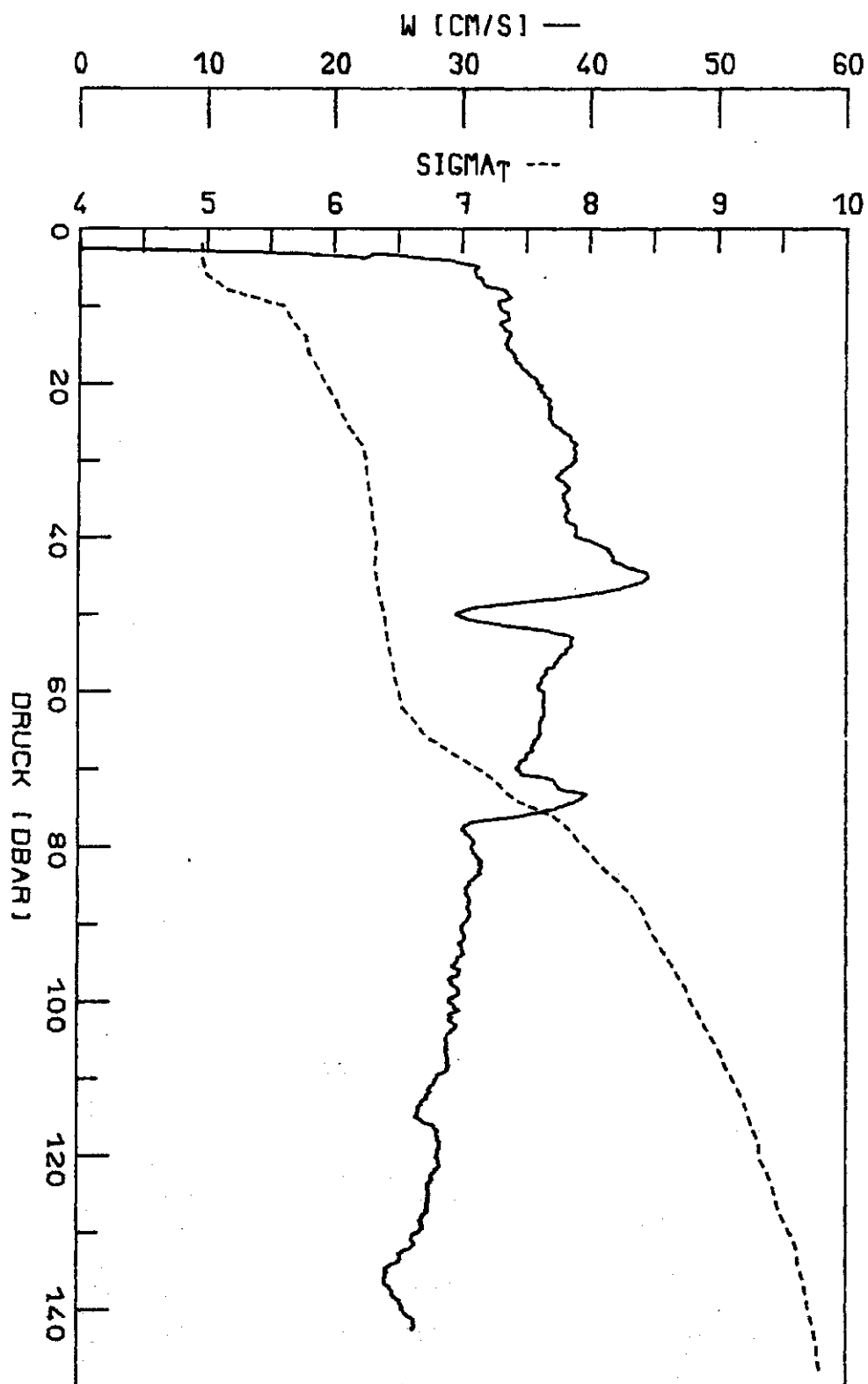


Abb. 17: Dichteprofil und Fallgeschwindigkeit der 'FPS'

7.2 Vergleich von Modell und Meßdaten

Zur genaueren Untersuchung des Meßprofils werden die Spektren von Strömungs- und Beschleunigungsdaten (S_U , S_A) berechnet (Abb.18, S.53). Beide Spektren haben ein relatives Maximum bei 0,2 Hz, das durch Resonanz der Pendelbewegung hervorgerufen wird. Die Frequenz stimmt mit der vom Modell vorhergesagten Resonanzfrequenz überein, woraus zu ersehen ist, daß das Modell die Bewegung der Sonde gut beschreibt.

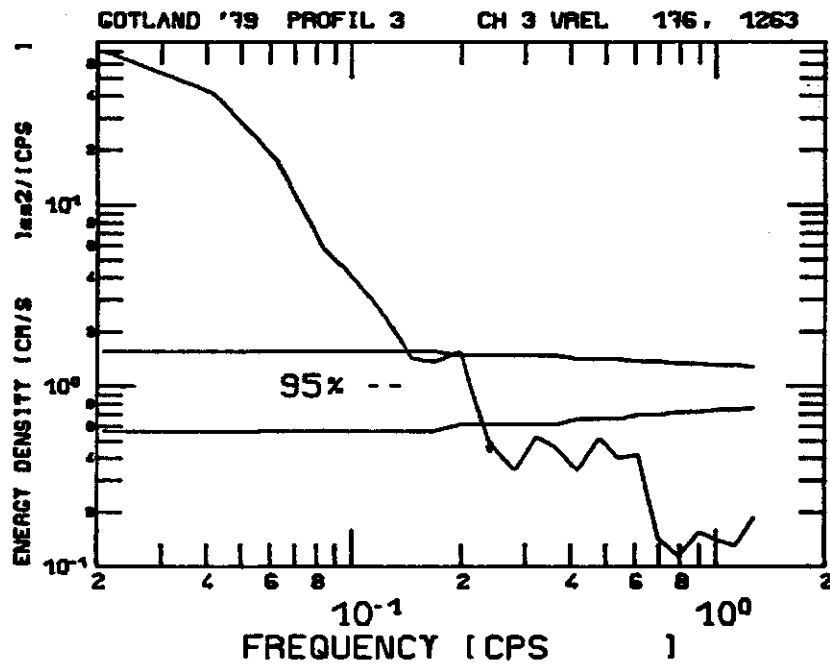
Als nächster Schritt wird aus den Spektren und Kreuzspektrum S_{UA} der Meßdaten die Übertragungsfunktion $H(\omega)$ berechnet.

Nach Bendat und Piersol (1971) gilt:

$$H(\omega)^2 = \gamma_{UA}^2 \left(\frac{S_A}{S_U} \right)$$
$$\phi_H(\omega) = \arctan \frac{\text{IM}(S_{UA})}{\text{RE}(S_{UA})}$$

mit der Kohärenz γ_{UA}^2 zwischen U_s und A_s .

Ein Vergleich der aus den Daten berechneten Funktion $H(\omega)$ mit der Übertragungsfunktion des Modells bietet eine gute Möglichkeit zur Überprüfung des Modells und Abschätzung der unbekannten Konstanten. Abb.19 (S.54) zeigt den Betrag beider Funktionen. Entsprechend den Schwankungen der Fallgeschwindigkeit ist die Modellübertragungsfunktion für drei verschiedene Werte dargestellt. Bei der berechneten Funktion ist für zwei Punkte das 95 % Konfidenzintervall gezeichnet. Durch Variieren der Konstanten $\lambda, x, l, M_c, M_E, s_E, I_E$ wird versucht, möglichst gute Übereinstimmung der beiden Funktionen zu erreichen.



S_U Spektrum der Strömungsdaten

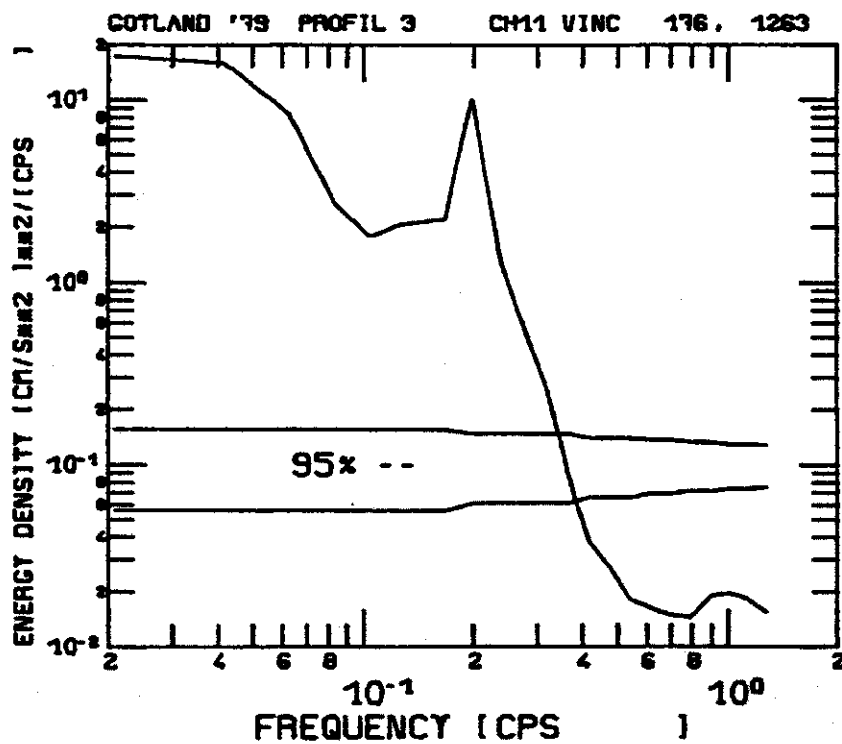


Abb.18: S_A Spektrum der Beschleunigungsdaten

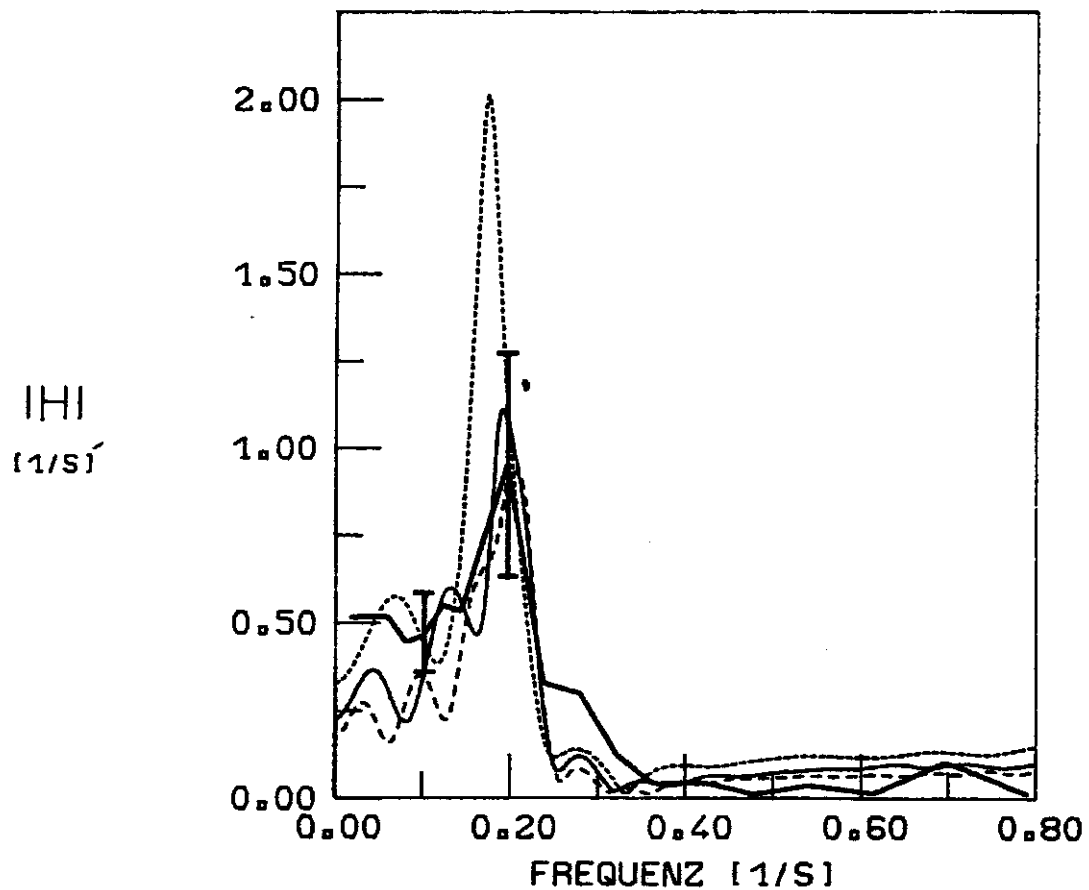


Abb. 19: Betrag der Übertragungsfunktion $H(\omega) = \tilde{A}_s / \tilde{U}_s$ aus Strömungs- und Beschleunigungsdaten berechnet (starke Linie). Bei 0,1 Hz und 0,2 Hz ist das 95 % Konfidenzintervall gezeichnet und die Modellübertragungsfunktion $H(\omega)$ für drei Fallgeschwindigkeiten w_0 dargestellt.

$w_0 = 46 \text{ cm/s}$ -----

$w_0 = 31,5 \text{ cm/s}$ ———

$w_0 = 24 \text{ cm/s}$ ---

Die Kohärenz der Meßreihen ist gering, weil der Zusammenhang zwischen Strömungs- und Beschleunigungsdaten durch die Schwankungen der Fallgeschwindigkeit nicht vollkommen linear ist. Aus diesem Grunde und wegen der geringen Auflösung Δf der Spektren wird auf den Vergleich der Phase der beiden Funktionen verzichtet.

Um das Modell bei niedrigen Frequenzen von 0 - 0,02 Hz ($L > 15$ m) zu überprüfen, wird die Horizontalgeschwindigkeit der Sonde einmal mit Hilfe des Modells aus den Strömungsdaten berechnet und zum anderen durch Integration der Beschleunigungsdaten bestimmt, und die Ergebnisse werden verglichen. Dabei muß berücksichtigt werden, daß in die Beschleunigungsmessung nach Gleichung (16) mehrere Meßgrößen eingehen.

$$A_s(t) = g\theta + \frac{dU_E}{dt} + w_0 \frac{d\theta}{dt} + (s_A - s_E) \frac{d^2\theta}{dt^2}$$

Nach Tiefpaßfilterung der Beschleunigungsdaten $A_s(t)$ durch übergreifende Mittelung können die zwei letzten Terme vernachlässigt werden. Eine Trennung der beiden ersten Terme, Auslenkung und Horizontalbeschleunigung, ist nicht möglich. Deshalb wird ihre Größenordnung abgeschätzt. Nach dem Punktmassenmodell, das die Auslenkung der Sonde vernachlässigt, ist die gemessene Beschleunigung:

$$A_{PM}(t) = \frac{dU_E}{dt}$$

Ein Vergleich der Übertragungsfunktionen $D(\omega)$ der beiden Modelle (Abb.14, S.45) bei niedrigen Frequenzen (0 - 0,02 Hz) ergibt:

$$A_s(t) = 5,5 A_{PM}(t)$$

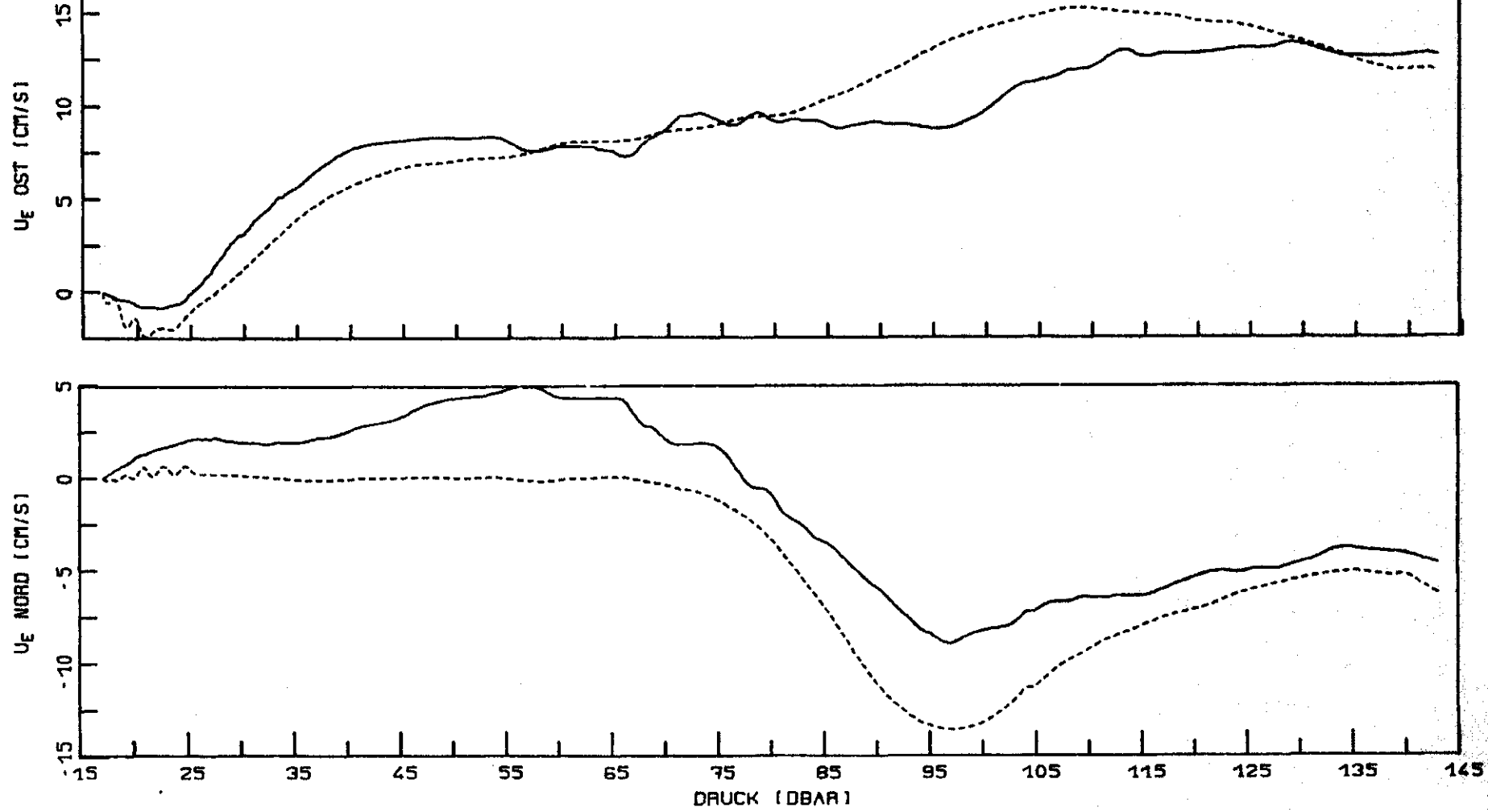
Durch Integration folgt

$$U_E = \frac{1}{5,5} \int A_s(t) dt$$

Das bedeutet, daß die integrierten Beschleunigungsdaten um den Faktor 5,5 größer als die Horizontalgeschwindigkeit sind. Bei der Durchführung der Berechnungen ergibt sich ein Faktor von ca. 7.

Abb. 20 (S.57) zeigt die aus den Strömungsdaten berechnete Horizontalgeschwindigkeit (durchgezogene Linie) und die integrierten Beschleunigungsdaten, die um 1/7 verkleinert sind (gestrichelte Linie). Die Kurven sind nicht vollständig zur Deckung zu bringen, weil im untersuchten Frequenzbereich zwischen Auslenkung und Horizontalbeschleunigung eine Phasenverschiebung von ca. 90° besteht. Dies führt zusammen mit Nullpunktverschiebungen der Meßdaten beim Integrieren zu starken Verzerrungen.

Abb. 20 (S.57): Horizontalgeschwindigkeit der 'FPS'
aus den Strömungsdaten berechnet
(durchgezogene Linie)
durch Integration der Beschleunigungsdaten
berechnet und um 1/7 verkleinert
(gestrichelte Linie)



7.3 Auswertung eines Meßprofils

Die Übertragungsfunktion $C(\omega)$ kann als Filter zur Korrektur der Meßdaten verwendet werden. Durch Division des Strömungsspektrums S_U durch $C(\omega)$ erhält man das Spektrum des wahren Strömungsprofil S_{V_0} . Da $C(\omega)$ stark von den Schwankungen der Fallgeschwindigkeit abhängt, ist es günstiger, zuerst V_0 mit dem numerischen Lösungsverfahren und daraus S_{V_0} zu berechnen. In Abb.21 (S.59) ist das wahre Strömungsprofil V_0 zusammen mit der Horizontalgeschwindigkeit U_E und dem gemessenen Strömungsprofil U_S in geographischen Koordinaten dargestellt. Zur Berechnung ist eine hohe Nullpunktsgenauigkeit der Strömungsdaten erforderlich, da ein konstanter 'Offset' durch Integration im Lösungsverfahren als Stromscherung interpretiert wird und zu großen Fehlern im Strömungsprofil V_0 führt. Abb.22 (S.60) zeigt das Spektrum des wahren Strömungsprofils S_{V_0} . Im Vergleich mit dem Spektrum S_U (Abb.18, S.53) wird deutlich, daß das Resonanzmaximum bei 0,2 Hz verschwunden ist. Das bedeutet, daß die Meßfehler, die durch die Pendelbewegung hervorgerufen werden, durch die Anwendung des Modells korrigiert sind.

Abb. 21 (S.59): Auswertung eines Meßprofils

U_S	gemessene Strömungsgeschwindigkeit
U_E	Horizontalgeschwindigkeit der Sonde (gestrichelt)
V_0	wahre Strömungsgeschwindigkeit

U_E und V_0 sind keine absoluten Profile, sondern werden relativ zum Anfangswert von U_E berechnet.

$$C_{10} (10 \text{ dbar}) = 0$$

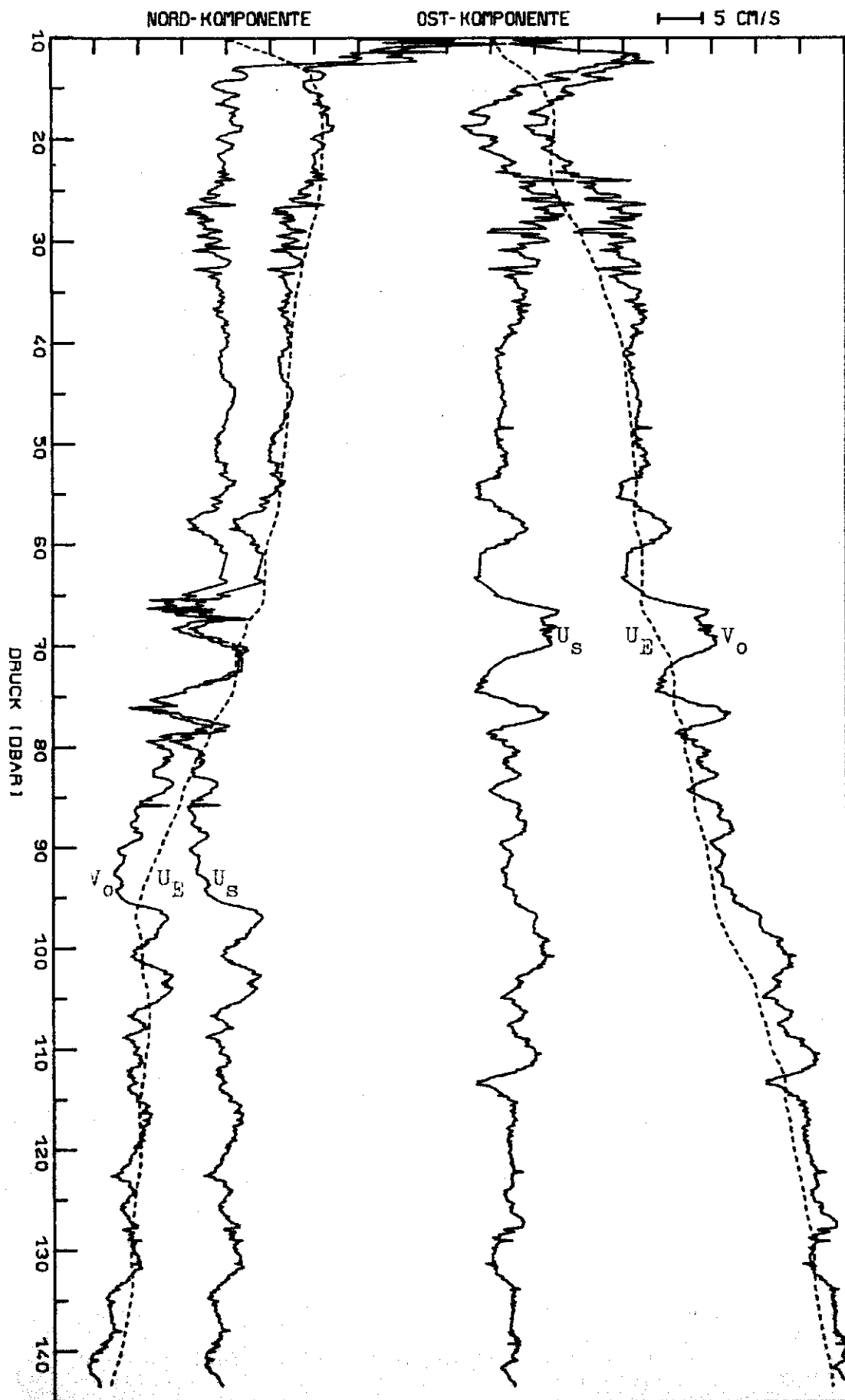


Abb. 21

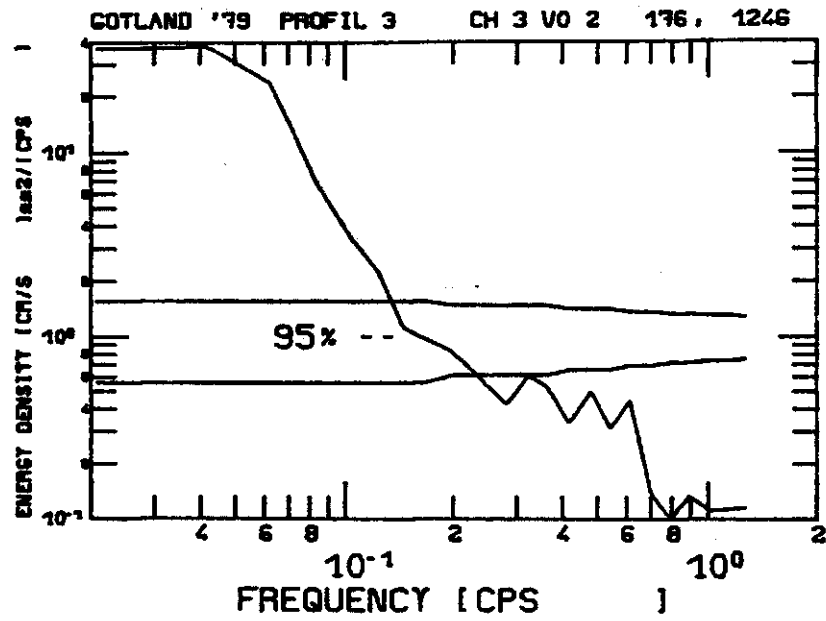


Abb. 22: Spektrum des wahren Strömungsprofils V_0

8. Diskussion und Vergleich mit anderen Modellen

Die in den vorigen Abschnitten durchgeführten Vergleiche zwischen Modell und Meßdaten zeigen, daß das Modell eine gute Simulation des Bewegungsverhaltens erlaubt. Es bestehen aber noch folgende Schwierigkeiten:

Auf Grund der komplizierten Form der Sonde sind in der Berechnung der Strömungswiderstände große Ungenauigkeiten enthalten. Sieben Gerätekonstanten sind unbekannt und können nur durch empirische Untersuchungen abgeschätzt werden. Dies erschwert die Anpassung des Modells an die 'FPS'.

Da nur wenige Meßdaten vorhanden sind, ist die Überprüfung des Modells unzureichend. Es stehen zwei Meßprofile bis 150 m Tiefe zur Verfügung. Weil die Sonde bei einem Abwurf 7 kg zusätzlichen Ballast trug, wodurch sich die Falleigenschaften stark verändern, sind die Profile nicht vergleichbar. Aus diesem Grunde ist die Auflösung Δf und statistische Absicherung der oben abgebildeten Spektren zu gering, um sichere Aussagen über die Genauigkeit des Modells zu machen.

Besonders der Verlauf der Übertragungsfunktionen im Resonanzbereich verlangt hohe Genauigkeit, da Fehler im Modell, zum Beispiel eine Verschiebung des Resonanzpeaks, die Meßdaten bei der Auswertung mehr verfälschen als korrigieren. Um derartige Fehler auszuschließen, wurde versucht, die Auslenkung θ der Sonde nicht mit Hilfe des Modells aus den Strömungsdaten, sondern direkt aus den Beschleunigungsdaten zu bestimmen, indem alle übrigen Terme kleinerer Größenordnung in Gleichung (16) vernachlässigt wurden. Die Winkelgeschwindigkeit Ω wurde durch numerische Differentiation von θ berechnet.

Dadurch konnte das Gleichungssystem (13,14) auf Gleichung (13) reduziert werden. Diese Methode führte nicht zum Erfolg, weil Auslenkung, Horizontal- und Winkelbeschleunigung, die in die Beschleunigungsmessung eingehen (Gleichung 16), nicht genügend getrennt werden konnten und das Datenmaterial zur Überprüfung dieser Methode nicht ausreichte.

Allerdings beeinflusst die Pendelbewegung nur ein schmales Frequenzband von 0,15 Hz - 0,25 Hz (vertikale Wellenlänge $2\text{ m} > L > 1,4\text{ m}$). Für niedrige und hohe Frequenzen reicht das Punktmassenmodell aus.

Weiterhin ist die Überprüfung des Modells bei niedrigen Frequenzen ($f < 0,02\text{ Hz}$) unzureichend, da diese an Hand von Vergleichen der Strömungs- und Beschleunigungsdaten nicht exakt durchführbar ist. Hierfür geeignet ist folgendes Verfahren: Mit einem akustischen Ortungssystem, wie es in der Einführung beschrieben ist, wird die Horizontalgeschwindigkeit U_E der absinkenden Sonde bestimmt und mit den Ergebnissen des Modells verglichen, das U_E aus den Strömungsdaten U_S berechnet.

Auf Grund dieser Probleme ist die Auswertung von Meßdaten nur mit Einschränkungen möglich. Besonders großskalige Strukturen können nicht sicher bestimmt werden. Die Ergebnisse eignen sich aber zur Kombination mit Strömungsprofilen, die von Verankerungsmessungen oder geostrophischen Berechnungen stammen.

Das Modell von Hayes et al. baut auf früheren Arbeiten von Evans et al. (1978) und Hendricks und Rodenbusch (1981) auf. Evans übernimmt zur Berechnung des Strömungswiderstandes einen Ansatz von Carson und Simpson (1978), der Potentialkraft, quadratischen Reibungsterm und induzierte Masse enthält. Nach Abschätzung von Evans kann der Strömungswiderstand in guter Näherung durch die Potentialkraft wiedergegeben werden. Um dessen Verteilung zu bestimmen, nimmt er einen Widerstandsbeiwert an, der ein Maximum am Anfang der Sonde hat und zum Ende exponentiell abfällt. Das Modell berücksichtigt nur die Horizontalgeschwindigkeit, die Pendelbewegung wird vernachlässigt. Um die Resonanzschwingung aus den Strömungsdaten zu entfernen, wird ein Kerbfilter benutzt. Dabei bleibt der genaue 'Response' im Resonanzbereich unberücksichtigt. Hendricks und Rodenbusch gehen von dem Newtonschen Ansatz aus. Sie berechnen den Strömungswiderstand mit einem quadratischen Reibungsterm und erhalten unter Vernachlässigung der Pendelbewegung folgende Bewegungsgleichung,

$$M_E \frac{dU_E}{dt} = \frac{1}{2} \rho A W_0 (V_0 - U_E)$$

die bis auf den Faktor 1/2 mit dem Punktmassenmodell übereinstimmt. Dieser Faktor verdoppelt die Zeitkonstante τ_0 , die den 'Response' der Horizontalgeschwindigkeit U_E beschreibt. Hayes et al. haben durch Vergleiche zwischen berechneten und mit akustischen Ortungssystem gemessenen Profilen einen Fehler im Punktmassenmodell ausgeschlossen.

Außerdem machen Hendricks und Rodenbusch beim Linearisieren ihres Gleichungssystems Voraussetzungen über das Strömungs-

profil und die Form der Sonde, die eine Anwendung auf lange zylindrische Körper ausschließen.

Aus der Untersuchung dieser Modelle können Hinweise zur Konstruktion von Freifallsonden entnommen werden.

Eine große Schwierigkeit bei der Herleitung der Modelle ist die Berechnung der Strömungswiderstände. Um diese zu erleichtern, ist es sinnvoll, Sonden mit möglichst einfacher geometrischer Form zu bauen.

Eine weitere Fehlerquelle sind die Schwankungen der Fallgeschwindigkeit, die starken Einfluß auf den 'Response' der Sonde hat, wie in Abb.15 (S.47) gezeigt wurde. Nach Gleichung (9) hängt die Fallgeschwindigkeit vom Gewicht im Wasser, der Differenz von Gewicht und Auftrieb, und damit von der Wasserdichte ab. Durch Vergrößerung des Gewichts im Wasser, das bei der 'FPS' nur 10 N beträgt, wird der Einfluß der Dichte geringer und die Fallgeschwindigkeit stabilisiert. Diese Maßnahmen machen das Fallverhalten vorhersehbar, erhöhen die Genauigkeit des Modells und erleichtern die Auswertung der Meßdaten.

9. Literaturverzeichnis

ALLEN, H.J. & E.V. PERKINS (1952):

A study of effects of viscosity on flow over slender inclined bodies of revolution.

National Advisory Council for Aeronautics,
Report No. 1048, 13 pp.

BENDAT, J. & A. PERSOL (1971):

Random data - Analysis and measurement procedures.
Wiley - Interscience, New York, 232 pp.

CARSON, R.M. & J.J. SIMPSON (1978):

Comment on 'Design consideration of wing stabilized free fall vehicles' by A.C. Mortensen and R.E. Lange.

Deep - Sea Research, 25, 577 - 579.

EVANS, D.L., H.T. ROSSBY, M. MORK & I. GYTRE (1979):

Yvette - A free fall shear profiler.

Deep - Sea Research, 26, 703 - 718.

GERTHSEN, C., H.O. KNESER & H. VOGEL (1977):

Physik.

13. Auflage, Springer - Verlag, Berlin, 81 - 100.

HAYES, S.P., H.B. MILBURN & E.F. FORD (1984):

TOPS: A Free-Fall Velocity and CTD Profiler.

Journ. of Atmospheric and Oceanic Technology, 1,
220 - 236.

HAYES, S.P. (1981):

Vertical fine structure observation in the
eastern equatorial Pacific.

Journal of Geophysical Research, 86, 10983 - 10999.

HENDRICKS, P.J. & G. Rodenbusch (1981):

Interpretation of velocity profiles measured by
freely sinking probes.

Deep - Sea Research, 28, 1199 - 1214.

HESS, J.L. (1962):

Calculation of potential flow about bodies of
revolution having axis perpendicular to the free-
stream direction.

Journal of the Aerospace Sciences, 29, 726 - 742.

HESS, J.L. & A.M. SMITH (1967):

Calculation of potential flow about arbitrary bodies.

Progress in Aeronautical Sciences, 8, 1 - 138.

KAMKE, E. (1977):

Differentialgleichungen - Lösungsmethoden und
Lösungen.

Teubner, Stuttgart, 140 - 179.

LANGE, R.E. (1980):

Free fall vehicles.

In: DOBSON, F., L. HASSE & R. DAVIS (Eds.):

Air - sea interactions. Instruments and methods.

Plenum, New York, 725 - 738.

VAN LEER, J.C. (1980):

Profiling devices.

In: DOBSON, F., L. HASSE & R. DAVIS (Eds.):

Air - sea interactions. Instruments and methods.

Plenum, New York, 701 - 724.

LUYTEN, J.R. & J.C. SWALLOW (1976):

Equatorial undercurrents.

Deep - Sea Research, 23, 999 - 1001.

MAHRT, K.H. (1980):

Miniature acoustical sensor for fast in situ
measurements of currents and simultaneous density
fluctuations in the same water sample.

Oceans '80 IEEE, Publ. No. 80, 198 - 203.

MEERESTECHNIK - ELEKTRONIK GMBH (1977):

Betriebsanleitung der Multisonde.

NYSTRÖM, E.J. (1925):

Über die numerische Integration von Differential-
gleichungen.

Acta Societatis Scientiarum Fennicae, No. 13.

ROSSBY, H.T. (1969):

A vertical profile of currents near Plantagenet Bank.

Deep - Sea Research, 16, 377 - 385.

SANFORD, T.B. (1977):

Design concepts for a shallow water velocity profiler and a discussion of a profiler based on the principles of geomagnetic induction.

Bericht aus dem Institut für Meereskunde an der Christian Albrechts Universität Kiel, Nr. 30, 25 S.

SANFORD, T.B., R.G. DREVER & J.H. DUNLAP (1978):

A velocity profiler based on the principles of geomagnetic induction.

Deep - Sea Research, 25, 183 - 210.

STIEFEL, E. (1965):

Einführung in die numerische Mathematik.

Teubner, Stuttgart, 123 - 229.

ZURMÜHL, R. (1965):

Praktische Mathematik.

5. Auflage, Springer - Verlag, Berlin, 417 - 435.